图书在版编目(CIP)数据

太赫兹科学技术和应用/许景周,张希成著. —北京:北京大学出版社,2007.7

(北京大学物理学丛书)

ISBN 978-7-301-12503-8

Ⅰ. 太… Ⅱ. ①许… ②张… Ⅲ. ①电磁理论②光电子技术 Ⅳ. 0441 TN2

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2007)第 100189 号

书　　　名:太赫兹科学技术和应用

著作责任者:许景周　张希成　著

责 任 编 辑:孙　琰

标 准 书 号:ISBN 978-7-301-12503-8/O・0725

出 版 发 行:北京大学出版社

地　　　址:北京市海淀区成府路 205 号　100871

网　　　址:http://www.pup.cn　电子信箱:zpup@pup.pku.edu.cn

电　　　话:邮购部 62752015　发行部 62750672　编辑部 62752038

出版部 62754962

印　刷　者:北京宏伟双华印刷有限公司

经　销　者:新华书店

850 毫米×1168 毫米　大 32 开本　8.5 印张　219 千字

2007 年 7 月第 1 版　2007 年 7 月第 1 次印刷

定　　　价:18.00 元

作者前言

人们对太赫兹(tera-hertz, THz)辐射的研究已经有几十年了，在当时这一波段的电磁波在不同的领域中分别被称为远红外辐射或毫米波、亚毫米波。从20世纪80年代中期利用超快光电子技术成功地产生和探测太赫兹脉冲以来，对这一波段电磁辐射的研究愈来愈引起科学技术界广泛的关注。初期的研究主要集中于发展太赫兹技术；然后人们开始利用太赫兹辐射进行一些基础科学的研究，到了21世纪初，则开始关注对太赫兹辐射应用的开发。

脉冲太赫兹技术从开始发展到现在也已经二十多年了，在此期间，各种太赫兹技术不断地被发明。得益于这些技术革新，人们对太赫兹辐射的认识也得以逐步深入，在太赫兹领域已经出版了好几本很好的书。它们分别对太赫兹技术的特定领域进行了详细的探讨；只是这些书籍普遍采取了论文集的形式，在同一本书里面由不同的作者分别介绍自己工作的领域。这样的形式非常有利于对几个特定的方面进行深入的研究；然而它的不足之处在于很难对整个领域进行一个比较全面的描述。而这一点对于试图了解这一领域概貌的读者，特别是初次涉及太赫兹领域的读者，尤其重要。在这里，我们试图采取"参考书"而非"论文集"的形式对太赫兹，尤其是脉冲太赫兹领域的科学和技术进行一个总结。但愿我们的努力能够对那些希望了解太赫兹技术的人们有所帮助，也希望本书能够起到抛砖引玉的作用，触发对太赫兹领域更为深入和全面的总结。由于作者认识范围和工作领域的限制，本书对太赫兹领域的讨论难免有所偏颇，恳请读者予以斧正。

本书从理论、实践两个角度考察了太赫兹科学技术的发展和

体系，阐述了当前太赫兹技术和应用的研究领域。本书由九章组成：第一章简单介绍了太赫兹波和太赫兹技术的发展。接下来利用三章的篇幅介绍太赫兹波的基本知识，其中包括太赫兹辐射的发射和探测技术(第二章)；两种最基本的太赫兹技术，即太赫兹光谱和太赫兹成像(第三章)；太赫兹波与不同物质相互作用的情况(第四章)。然后讨论了两种太赫兹波的成像技术，即太赫兹波的三维成像方法(第五章)和太赫兹波的近场成像技术(第六章)。最后介绍了几种太赫兹技术的应用，其中包括太赫兹技术在无损探伤(第七章)、安全检测(第八章)和生物医学(第九章)中的应用。除了第一章外，我们在讨论中主要考虑的是对太赫兹技术本身的介绍，而不是对该技术发展的总结和评论。因此除了直接引用文献中的公式或图形，并不给出完整的参考文献。在选择引用图形的时候，我们更多的考虑在于所引用的图形能够说明我们要讨论的主题。因此有很多在各个专题中非常重要的工作并没有被引用到本书之中，这并非是由于我们对那些工作的重要性有所忽视。

本书的标题是“太赫兹科学技术和应用”，因此我们在讨论中试图包括光电子学、光(子)学和电子学三种太赫兹技术。但是本书的重点放在了脉冲太赫兹技术，对连续波的太赫兹技术(包括光学和电子学技术)只是做了简单的介绍和浅显的讨论。我们希望这些讨论可以使得工作在脉冲太赫兹领域的研究人员能够对连续波太赫兹技术有一些基本的了解。

作者感谢所有曾经一起工作过的和现在正在一起工作的合作者们，在本书中大量地引用了他们的工作。他们包括在本组工作(过)的学生：金雅红、马兴发、G. Wagoner、邬起、J. Riordan、李明、韩鹏昱、孙凤国、陈勤、K.-S. Lee、王少宏、S. Mickan、B. Ferguson、F. M. Al-Douseri、刘凯、袁韬、钟华、谢旭、刘海波、N. Karpowicz、B. Schulkin、陈坚；博士后和访问学者：刘东风、李明、孙凤国、赵冷柱、汪力、吕振国、蒋志平、G. Cho、黄旭光、T. Masahiko、陈毓川、秦家银、A. Menikh、胡颖、H. Han、陈云清、A. Redo、

戴建明、J. Choi、梁伟;国内的合作者:杨国桢、汪力、张杰、张存林、张岩、赵国忠等。其中,为本书提供插图或公式的合作者包括:邹起、蒋志平、韩鹏昱、陈勤、王少宏、袁韬、刘凯、刘海波、钟华、A. Menikh、陈侯通、谢旭、N. Karpowicz、陈云清、A. Redo、戴建明等等。作者感谢所有允许我们使用插图的同行们。他们包括:D. Auston, D. Grischkowsky, G. Williams, D. Arnone, A. Tredicucci, R Kersting, A. Leitenstorfer, D. Mittleman, M. Tani, H. Han, O. Mitrofanov, R. Appleby, M. Nagel, A. Xie, E. J. Heilweil, A. G. Markelz.

作者特别感谢曾丽女士和严文苓女士的支持。

许景周　张希成

于美国伦斯勒理工学院

2006年春



目　　录

第一章　太赫兹辐射 …………………………………………… (1)
§1.1　太赫兹波段和太赫兹辐射 …………………………… (1)
1.1.1　太赫兹辐射的存在和太赫兹空隙 ……………… (1)
1.1.2　太赫兹辐射的特性 ………………………………… (4)
1.1.3　限制太赫兹辐射应用的因素 ……………………… (6)
§1.2　太赫兹波的研究历史 ………………………………… (8)
1.2.1　超快光电子学太赫兹技术的发展 ……………… (8)
1.2.2　光学太赫兹技术的发展 ………………………… (15)
1.2.3　电子学太赫兹技术的发展 ……………………… (17)
§1.3　太赫兹科学现状 ……………………………………… (18)
1.3.1　太赫兹科学研究的发展和壮大 ………………… (18)
1.3.2　太赫兹科学当前的研究领域 …………………… (20)
参考文献 ……………………………………………………… (21)
第二章　太赫兹波的发射和探测 …………………………… (27)
§2.1　光开关模式的太赫兹波发射和探测 ……………… (27)
2.1.1　光电导天线 ……………………………………… (27)
2.1.2　半导体表面电场和太赫兹发射 ………………… (31)
2.1.3　光致丹倍效应和太赫兹发射 …………………… (34)
§2.2　光整流和电光探测 …………………………………… (37)
2.2.1　光整流效应 ……………………………………… (37)
2.2.2　电光检测 ………………………………………… (41)
2.2.3　宽带太赫兹辐射的发射和探测 ………………… (45)
2.2.4　频率下转换的太赫兹波发射 …………………… (47)
§2.3　利用空气产生和探测太赫兹脉冲 ………………… (48)

2.3.1 空气中产生太赫兹脉冲 ………………………… (48)
2.3.2 利用空气探测太赫兹辐射 ……………………… (54)
§2.4 其他太赫兹波发射器 ………………………………… (57)
2.4.1 反波管 ………………………………………… (57)
2.4.2 耿氏二极管振荡器和倍频器 …………………… (58)
2.4.3 气体激光器 …………………………………… (59)
2.4.4 半导体激光器 ………………………………… (60)
2.4.5 同步辐射和自由电子激光器 …………………… (61)
§2.5 太赫兹波探测器 ……………………………………… (63)
2.5.1 辐射热计 ……………………………………… (63)
2.5.2 热释电探测器 ………………………………… (63)
2.5.3 热膨胀式探测器 ……………………………… (64)
2.5.4 混频器和差频检测 …………………………… (64)
§2.6 对太赫兹波发射和探测方式的比较 ………………… (66)
2.6.1 对太赫兹波发射源的比较 ……………………… (66)
2.6.2 对太赫兹波探测器的比较 ……………………… (66)
参考文献 …………………………………………………… (68)
第三章 太赫兹波光谱和成像 ……………………………… (69)
§3.1 太赫兹时域光谱 ……………………………………… (69)
3.1.1 太赫兹时域光谱技术 ………………………… (69)
3.1.2 太赫兹时域光谱的信噪比 ……………………… (71)
3.1.3 单脉冲的时域光谱测量 ……………………… (74)
3.1.4 太赫兹差异光谱技术 ………………………… (78)
§3.2 太赫兹波成像 ………………………………………… (80)
3.2.1 空间扫描形式的太赫兹波成像技术 ……………… (80)
3.2.2 二维太赫兹波成像技术 ……………………… (82)
3.2.3 飞行时间成像 ………………………………… (85)
3.2.4 合成孔径成像和干涉成像 ……………………… (86)
§3.3 与太赫兹光谱和成像相关的技术 …………………… (88)

3.3.1　太赫兹波收发器 …………………………… (88)
3.3.2　圆渐开线型光学延迟器 …………………… (91)
3.3.3　无移动元件的光学延迟器 ………………… (94)
3.3.4　太赫兹波时域光谱与傅里叶变换红外光谱的比较 …………………………… (96)
参考文献 ………………………………………… (97)
第四章　太赫兹波与物质的相互作用 ………………… (98)
§4.1　太赫兹波与自由载流子 ………………………… (98)
4.1.1　物质在太赫兹波段的介电常数 …………… (98)
4.1.2　物质在太赫兹波段的折射率 …………… (102)
4.1.3　利用太赫兹光谱测量物质中载流子的性质 …………………………… (103)
§4.2　太赫兹波与能级共振态 ……………………… (104)
4.2.1　电磁波与共振结构的相互作用 ………… (104)
4.2.2　太赫兹反射光谱和晶体的声子振荡 …… (107)
4.2.3　声子-自由载流子相互作用和太赫兹波发射光谱 ………………………… (109)
§4.3　太赫兹波与光子学结构 ……………………… (112)
4.3.1　太赫兹辐射的自由空间传播 …………… (112)
4.3.2　太赫兹波的波导传播 …………………… (114)
4.3.3　太赫兹波的光子晶体 …………………… (117)
4.3.4　太赫兹波与金属表面周期结构的相互作用 ……………………………… (119)
参考文献 ………………………………………… (123)
第五章　太赫兹波三维成像技术 …………………… (125)
§5.1　太赫兹波的计算机辅助层析技术 …………… (125)
5.1.1　计算机辅助层析成像 …………………… (125)
5.1.2　太赫兹波层析成像系统 ………………… (126)
5.1.3　层析成像和重现 ………………………… (128)

5.1.4 太赫兹层析成像的空间分辨率 …………(132)
§5.2 太赫兹波衍射层析技术 …………(134)
5.2.1 太赫兹波的衍射 …………(134)
5.2.2 太赫兹波衍射层析成像 …………(136)
5.2.3 太赫兹波衍射层析像的质量分析 …………(138)
§5.3 菲涅耳透镜三维成像 …………(140)
5.3.1 菲涅耳透镜的性质 …………(140)
5.3.2 利用菲涅耳透镜进行三维成像 …………(143)
5.3.3 菲涅耳透镜成像的分析 …………(145)
参考文献 …………(147)
第六章 太赫兹波近场显微技术 …………(148)
§6.1 太赫兹波成像的分辨率和近场成像 …………(148)
6.1.1 太赫兹波成像的分辨率 …………(148)
6.1.2 亚波长尺度物体的衍射 …………(149)
6.1.3 远场波和隐失波 …………(150)
§6.2 孔径限制的近场显微技术 …………(152)
6.2.1 动态光学孔径和太赫兹波显微镜 …………(152)
6.2.2 针孔限制的太赫兹波显微镜 …………(155)
§6.3 基于电光效应的太赫兹近场成像 …………(158)
6.3.1 亚波长的太赫兹波发射源 …………(158)
6.3.2 太赫兹波发射源限制的近场显微镜 …………(160)
6.3.3 探测器限制的太赫兹波近场显微镜和二维近场显微镜 …………(162)
§6.4 无光学孔径的太赫兹波近场成像 …………(163)
6.4.1 无光学孔径的近场成像 …………(163)
6.4.2 针尖对太赫兹波的散射 …………(165)
6.4.3 针尖对太赫兹波的吸收和太赫兹波近场成像 …………(166)
§6.5 太赫兹波发射显微技术 …………(169)

6.5.1 针尖与半导体表面之间的太赫兹波发射 …… (169)
6.5.2 局域的肖特基势垒 …… (171)
6.5.3 太赫兹波发射显微技术 …… (173)
参考文献 …… (175)
第七章 太赫兹波无损探伤技术 …… (177)
§7.1 太赫兹波对物体的穿透性 …… (177)
7.1.1 物体对电磁波传播的阻碍 …… (177)
7.1.2 常见物质的太赫兹透射谱 …… (178)
7.1.3 太赫兹波穿透的限制 …… (184)
§7.2 脉冲太赫兹波成像检查泡沫材料中的缺陷 …… (184)
7.2.1 应用背景 …… (184)
7.2.2 太赫兹波在泡沫材料中的传播 …… (185)
7.2.3 缺陷的脉冲太赫兹像 …… (186)
7.2.4 对太赫兹波成像的分析 …… (188)
7.2.5 便携式的太赫兹波成像装置 …… (192)
§7.3 连续波太赫兹检测技术 …… (194)
7.3.1 不同频率的连续波太赫兹像 …… (194)
7.3.2 缺陷像的调制度和判定概率 …… (197)
7.3.3 提高太赫兹检测的速度 …… (200)
§7.4 太赫兹成像对石墨纤维复合材料的检测 …… (200)
7.4.1 石墨纤维复合材料及缺陷 …… (200)
7.4.2 石墨纤维复合材料的连续太赫兹波像 …… (201)
7.4.3 石墨纤维复合材料的太赫兹时域光谱 …… (202)
第八章 太赫兹波安全检测技术 …… (206)
§8.1 炸药等危险物质的太赫兹光谱 …… (206)
8.1.1 炸药的太赫兹光谱 …… (206)
8.1.2 太赫兹波反射和散射光谱 …… (210)
8.1.3 对炸药太赫兹光谱的理论计算 …… (212)

§8.2 太赫兹波的透视和遥感 …………………… (215)
8.2.1 太赫兹波的远距离传输 ………………… (215)
8.2.2 太赫兹波的透视成像和检测 …………… (220)
§8.3 太赫兹波的站开检测和光谱成像 ………… (223)
8.3.1 太赫兹波的站开检测 …………………… (223)
8.3.2 太赫兹波的光谱成像 …………………… (226)
参考文献 …………………………………………… (229)
第九章 太赫兹技术应用于生物医学 ……………… (230)
§9.1 生物分子的太赫兹光谱 …………………… (230)
9.1.1 生物小分子的太赫兹光谱 ……………… (230)
9.1.2 蛋白质和DNA分子的太赫兹光谱
响应 ……………………………………… (232)
9.1.3 太赫兹差异光谱和生物分子识别 ……… (235)
§9.2 太赫兹波与药物的相互作用 ……………… (238)
9.2.1 分子的水合在太赫兹光谱中的表现 …… (238)
9.2.2 太赫兹技术应用于药品的质量控制 …… (240)
§9.3 太赫兹技术应用于医疗诊断 ……………… (242)
9.3.1 细胞的太赫兹光谱 ……………………… (242)
9.3.2 太赫兹波成像应用于疾病诊断 ………… (243)
参考文献 …………………………………………… (246)
名词索引 …………………………………………… (249)

第一章　太赫兹辐射

§1.1　太赫兹波段和太赫兹辐射

1.1.1　太赫兹辐射的存在和太赫兹空隙

太赫兹辐射是对一个特定波段的电磁辐射的统称. 它在电磁波谱中位于微波和红外辐射之间. 太赫兹辐射的命名来源于它的振荡频率在 10^{12} Hz(1 THz=10^{12} Hz)左右. 在电子学领域里,这一频段的电磁波又被称做毫米波和亚毫米波;而在光谱学领域,它也被称为远红外射线. 一般称谓的太赫兹波段,其频率范围为 0.1～10 THz;在有些场合特指 0.3～3 THz,还有些时候被赋予一种广义的定义,其频率范围可包含高达 100 THz 的波,这包括整个中、远红外波段. 图 1-1 给出了太赫兹波段在电磁波谱中的位置.

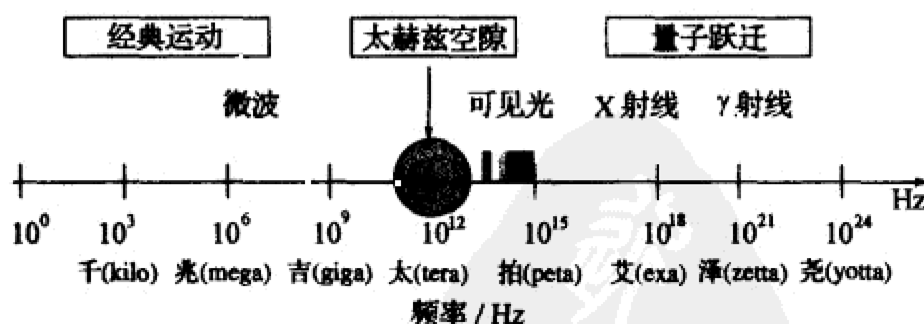


图 1-1　电磁波谱和太赫兹空隙

首先,让我们对太赫兹波有一个数量上的了解. 一个振荡频率为 1 THz 的电磁波,它的振荡周期为 1 ps(1 ps=10^{-12} s),相应的波长是 300 μm. 一个频率为 1 THz 的光子的能量是 4.1 MeV,对应于 33 个波数,它的特征温度是 48 K. 自然界中拥有大量的太赫兹

辐射源，比如我们身边绝大多数物体的热辐射都在太赫兹波段. 图 1-2 给出了宇宙背景辐射(2.7 K)的频谱分布以及常温(300 K)物体的热辐射频谱分布，其中的阴影部分属于太赫兹波段.

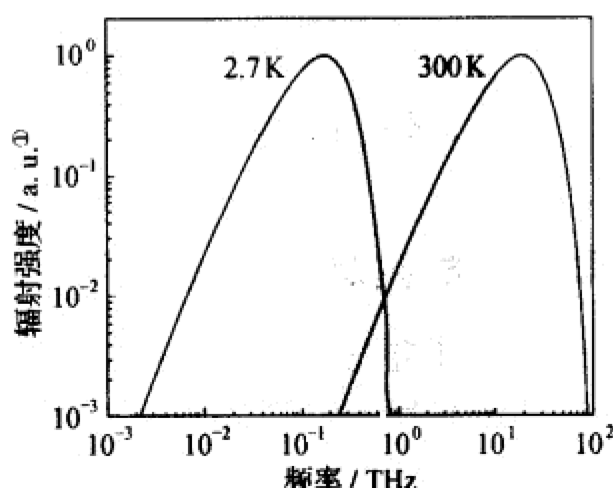


图 1-2 宇宙背景辐射和室温物体的热辐射谱

尽管自然世界中充斥着太赫兹辐射，但是在 20 世纪 80 年代中期之前，由于缺乏太赫兹波段的高效率的发射源和灵敏的探测器，这一波段的电磁辐射并没有得到深入的研究，也只有极少量的技术和屈指可数的应用. 与之相对的在电磁波谱中处于太赫兹波两侧的微波和红外辐射则早已经被广泛地应用在通信、探测、光谱、成像等众多领域. 太赫兹波段成为宽广的电磁波谱中的一段不为人熟悉的"空白"，被称为电磁波谱的太赫兹空隙(THz gap). 在近二十年中，主要是得益于超快光电子(optoelectronic)技术和低尺度半导体技术的发展，为太赫兹波段提供了合适的光源和探测手段，太赫兹科学和技术才得以飞速的发展.

科学研究在由其两侧向太赫兹波段迈进的过程中所遭遇的困难是由太赫兹波段在电磁波谱所处的位置决定的. 在太赫兹波段的长波方向是传统电磁学(电子学)的领域；而它的短波方向则是

① "a. u."表示"任意单位".

光学的研究范围.在这两个领域中,电磁波波源的工作方式、操作电磁波所应用的元器件及描述其与物质相互作用的物理表述等都有很大的不同(见表1-1).

表1-1　电磁波和光波研究的比较

	电磁学(电子学)	光　　学
称　谓	电磁波	光　波
遵循法则	麦克斯韦(Maxwell)方程	薛定谔(Schrödinger)方程
发　射	电荷的经典运动	电子的量子跃迁
检测物理量	电场强度	光强(功率)
应用元器件	电路,天线,波导	透镜,反射镜,光纤
近似方法	均匀电磁场	均匀介质

低频电磁波的发射来源于电荷的宏观运动.当电磁场的振荡频率达到太赫兹波段时,一些在低频可以忽略的效应(比如杂散电容效应等)的影响则越来越显著.因此一些经典的电磁波源和电子元器件无法适用于太赫兹波段,必须开发更快速和尺度更小的电子元器件来满足这波段的需求.光波则来源于电子的量子跃迁,相当于太赫兹辐射光子能量的两个能级之差只有毫电子伏.这一能级差甚至小于大多数晶体光学声子的能量,因此受到热弛豫效应的严重影响.要获得这一波段高效率的光源,必须有效地避免热弛豫效应的影响,比如采用稀薄气体或低温冷冻的固体等作为激光媒质.对于低频的电磁波,由于电磁波的波长一般远大于操作该电磁场的元器件的尺寸,因此在处理电磁场与元器件相互作用时,可以把电磁场看做是均匀的.而与此相反地,光学元器件的尺寸则远大于光的波长.所以在研究光学问题时,不再假设光场是均匀的,而是认为介质在光学波长范围内是均匀的.在处理太赫兹辐射与物质相互作用时,以上两种近似则往往都不能严格成立,因此需要谨慎分析具体的情况.太赫兹波段处于电子学和光学这两个研究领域之间,所以仅仅利用电子学的或光学的技术和器件都不能完

全满足太赫兹波的需要.只有结合两方面的知识,开发全新的技术和元器件,以适应太赫兹波独特的性质,才能对该波段的电磁波进行深入研究和开发利用.这就是在很长的一段时间里电磁波谱存在着一个太赫兹空隙的原因.图 1-3 显示了低频电磁波和光波发射的不同机制.

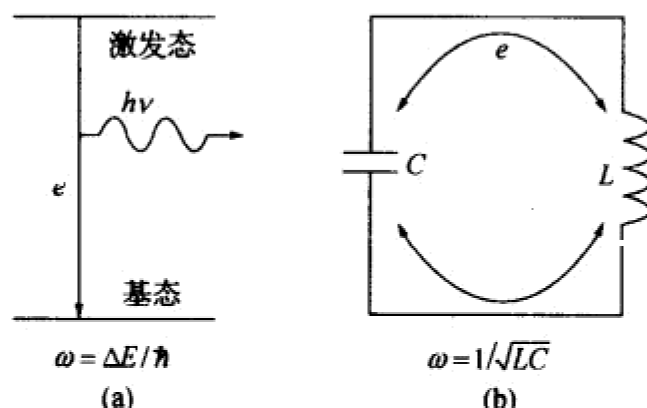


图 1-3　电子跃迁(a)和经典电荷运动(b)以及由它们产生的电磁辐射

1.1.2　太赫兹辐射的特性

太赫兹波之所以引起我们浓厚的研究兴趣,并不仅仅因为它是一类虽广泛存在但还不为人所熟知的电磁辐射,更重要的原因是它具有很多独特的性质,正是这些性质赋予太赫兹波广泛的应用前景.以下分别介绍太赫兹辐射的几个重要特性.

透视性

太赫兹辐射对于很多介电材料和非极性的液体有良好的穿透性.因此太赫兹波可以对不透明物体进行透视成像.图1-4 是太赫兹波(0.6 THz)对不透明塑料袋中的壁球球拍所成的像.太赫兹辐射的一个很有吸引力的应用前景就是作为 X 射线成像和超声波成像等技术的补充,用于安全检查或者在质量控制中进行无损探伤.

太赫兹波不但对固体材料具有良好的透视性,而且由于它的波长远大于空气中悬浮的灰尘或烟尘颗粒的尺度(从亚微米到几



图 1-4　壁球拍(a)和球拍在袋中的照片(b)以及太赫兹波(0.6 THz)对装在袋中的壁球拍所成的像(c)

十微米)(如图 1-5),这些悬浮颗粒对太赫兹波的散射要远小于对光频和红外波段电磁辐射的影响. 太赫兹波在 30 m 长的氯化锌烟尘环境中传播的实验表明,即使烟尘的浓度达到可视度为零,烟尘对太赫兹辐射的损耗仍几乎不可测量. 因此太赫兹辐射是浓烟(比如火灾救护)或风尘环境(比如沙漠)中成像的理想光源.

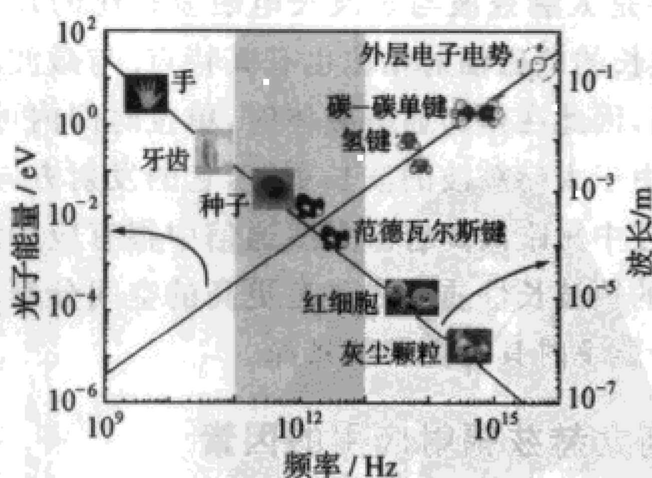


图 1-5　电磁波的波长和光子能量及其与自然中物体尺寸、化学键能量的比较阴影区域是太赫兹波段.

安全性

太赫兹技术的另一个显著特点是它的安全性. 相比于X射线具有千电子伏的光子能量,太赫兹辐射的光子能量只有毫电子伏的数量级. 从图 1-5 可知,太赫兹波的光子能量低于各种化学键的键能,因此它不会引起有害的电离反应. 这一点在针对旅客身体的安全检查和对生物样品的检测等应用中尤其重要. 另外,由于水对太赫兹波有非常强烈的吸收,太赫兹辐射不能穿透人体的皮肤. 因此即使强烈的太赫兹辐射,对人体的影响也只能停留在皮肤表层,而不像微波可以穿透到人体的内部.

光谱分辨本领

尽管太赫兹辐射的光子能量相对较低,这一波段仍然包含了丰富的光谱信息. 大量的分子,尤其是有机分子,由于其转动和振动(包括集体振动)的跃迁,在这一频段表现出强烈的吸收和色散特性. 太赫兹波的光谱分辨特性使得太赫兹探测技术,特别是太赫兹光谱成像技术,不但能够辨别物体的形貌,而且能够鉴别物体的组成成分.

以上主要是太赫兹波与短波长电磁波相比的几个特性. 太赫兹辐射与长波长的电磁辐射相比也有其特点. 与微波相比,太赫兹波的频率更高,因此在作为通信载体时,单位时间内可以承载更多的信息. 而且由于太赫兹波的波长更短,它的发射方向性要好于微波. 太赫兹波在中短距离高容量无线通信中很有应用潜力. 在成像的应用中,它的短波长性质使之具有更高的空间分辨率,或者在保持同等空间分辨率时具有更长的景深.

1.1.3 限制太赫兹辐射应用的因素

太赫兹辐射具有独特的性质和应用,但是也有其局限性.

首先是技术手段的限制. 虽然太赫兹技术在过去二十多年中已经有了长足的发展,但是直到目前为止,仍然是一个技术尚不成熟的领域,尤其是在实用技术方面还有极大的潜力需要挖掘.

除了技术上的不成熟，太赫兹辐射的应用还存在一些物理上的限制. 太赫兹辐射无法穿透导电的物体，也就无法对金属等材料进行透视研究. 另外，强极性液体(如水等)对太赫兹辐射有非常强烈的吸收. 液态水在 1 THz 的吸收系数是 230 cm^{-1}. 水对太赫兹辐射的强烈吸收导致太赫兹辐射无法穿透人体而探测人体内部的结构. 与液态水不同，气态水对太赫兹波的吸收表现出显著的光谱特性. 这使得在它的吸收峰之间存在着一些窗口，比如在 0.4～1 THz之间就有 0.5，0.65，0.87 THz 等窗口. 这些频率的太赫兹波可以在空气中进行相当长距离的传播以实现站开(stand off)检测和中短距离通信的应用. 然而即便如此，太赫兹辐射在空气中的远距离传播依然受到气体吸收的限制. 图 1-6 给出了大气对电磁波的吸收谱. 可见，由于水蒸气、氧气和二氧化碳等气体吸收的影响，太赫兹波在空气中传播有显著的损耗.

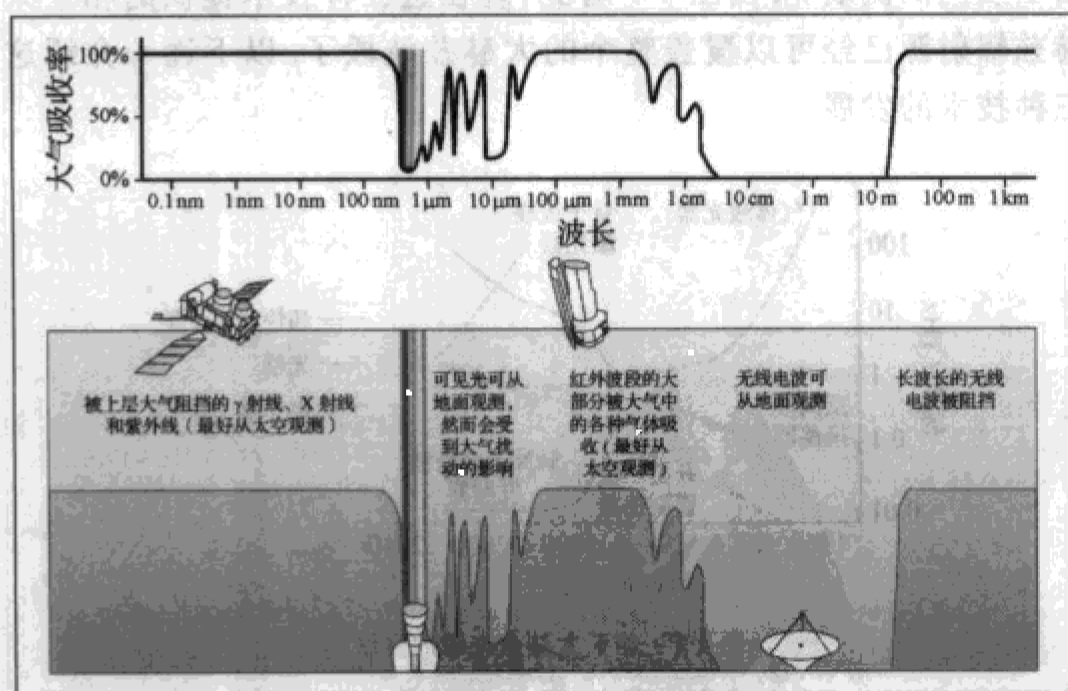


图 1-6 大气对电磁波的吸收

(图引自：http: //en. wikipedia. org/wiki/Radio_frequencies.)

§1.2 太赫兹波的研究历史

1.2.1 超快光电子学太赫兹技术的发展

由于太赫兹辐射的独特性质和潜在的应用价值，科学家早就开始注意这一波段，并且发展了多种技术来填补太赫兹空隙：图1-7显示了几种太赫兹波段相干光源的发展. 其中可以看到人们沿着三条途径填补太赫兹空隙：其一是光学技术. 它的代表为太赫兹激光器，比如气体激光器、半导体激光器以及量子级联激光器等. 这一技术从高频向低频发展. 其二是电子学技术. 这一技术由低频向高频拓展微波元件（比如微波管、固体微波源）的频率范围. 其三是超快光电子学技术. 与以上两种技术不同，这一技术由 1 THz 左右出发向两侧展宽. 由图 1-7 看到，现在这三种技术提供的相干太赫兹辐射源已经可以覆盖整个的太赫兹波段了. 以下逐一介绍这三种技术的发展.

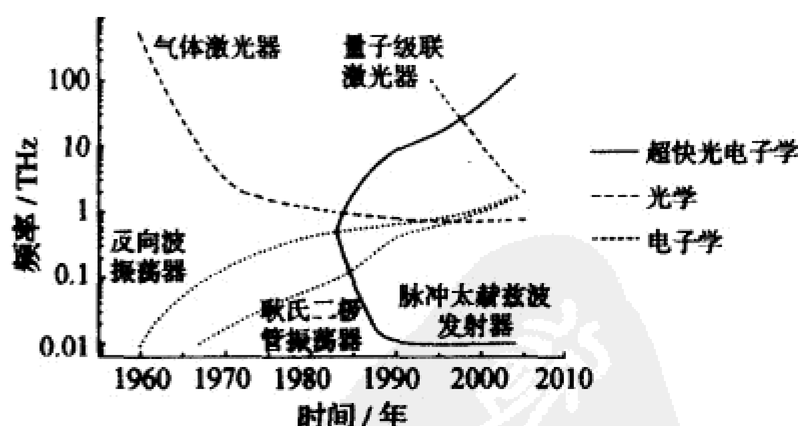


图 1-7 相干太赫兹光源的发展

超快光电子学技术

超快光电子学的发展开始于 Auston 和 Lee 在 20 世纪 70 年代初期的先驱工作. 他们利用锁模的钕玻璃激光分别在高阻硅[1]

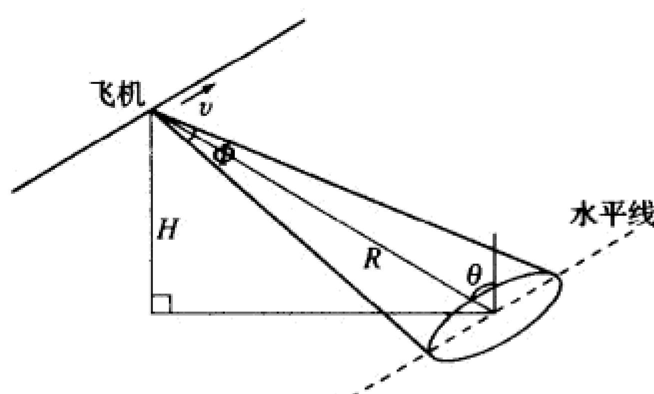


图 3-13　雷达合成孔径成像的原理图

$$r_g = Tc/2\sin\theta, \tag{3.18}$$

其中 c 是光速，θ 是图 3-13 中表示的角度. 而在飞机行进方向的分辨率则来源于飞行过程中某点对于飞机处于不同位置时的光程差. 窄发射角的雷达，其地面覆盖长度可以表示为 $L=\Phi R$；从相反的角度看，也就是说，飞机飞行距离 L，雷达可以覆盖同一个点. 这就意味着，它的成像孔径由雷达孔径 D 扩大为它的飞行距离 L. 根据式(3.14)，可以估计合成孔径雷达在飞行方向的分辨率：

$$r_s = \lambda L/R = D, \tag{3.19}$$

这里忽略了系数 1.22. 在合成孔径雷达成像中，一般以 $D/2$ 作为系统在行进方向的分辨率. 可见，由于 λ，D 和张角 Φ 的关系，合成孔径雷达的飞行方向分辨率与载波的波长以及雷达和被测物体之间的距离均无关，只是受到雷达孔径的限制. 而且，与普通成像相反，雷达的孔径越小，分辨率反而越高. 这里我们必须注意到，在以上的讨论中，采取了窄发射角的近似；也就是说，以上讨论是在雷达口径远大于载波波长的情况下成立的. 因此，式(3.19)并不表明合成孔径雷达可以突破衍射极限达到远小于波长的分辨率. 以上讨论是基于雷达发射方向固定的情况；在实际测量中，雷达可以跟踪待测区域来调整角度，这样就更加拓展了成像孔径，使飞行方向分辨率更高.

同样的技术也适用于脉冲太赫兹波的合成孔径成像. 太赫兹

和半绝缘的砷化镓[2]样品上实现了光电导开关的过程. Mourou 等(1981)在砷化镓上加高电压并用超快激光脉冲触发这一光电开关. 他们使用微波探测器观测到脉宽在皮秒数量级的微波脉冲[3]. Auston 等(1984)利用光电导开关发射了具有皮秒脉冲宽度的电磁脉冲. 在该脉冲传播一段距离后,又利用一个与发射源对称的装置检测了该脉冲(图 1-8)[4]. 这一实验报道的太赫兹脉冲产生和探测方式与当前所使用的技术已经基本一致,它标志着太赫兹光电子

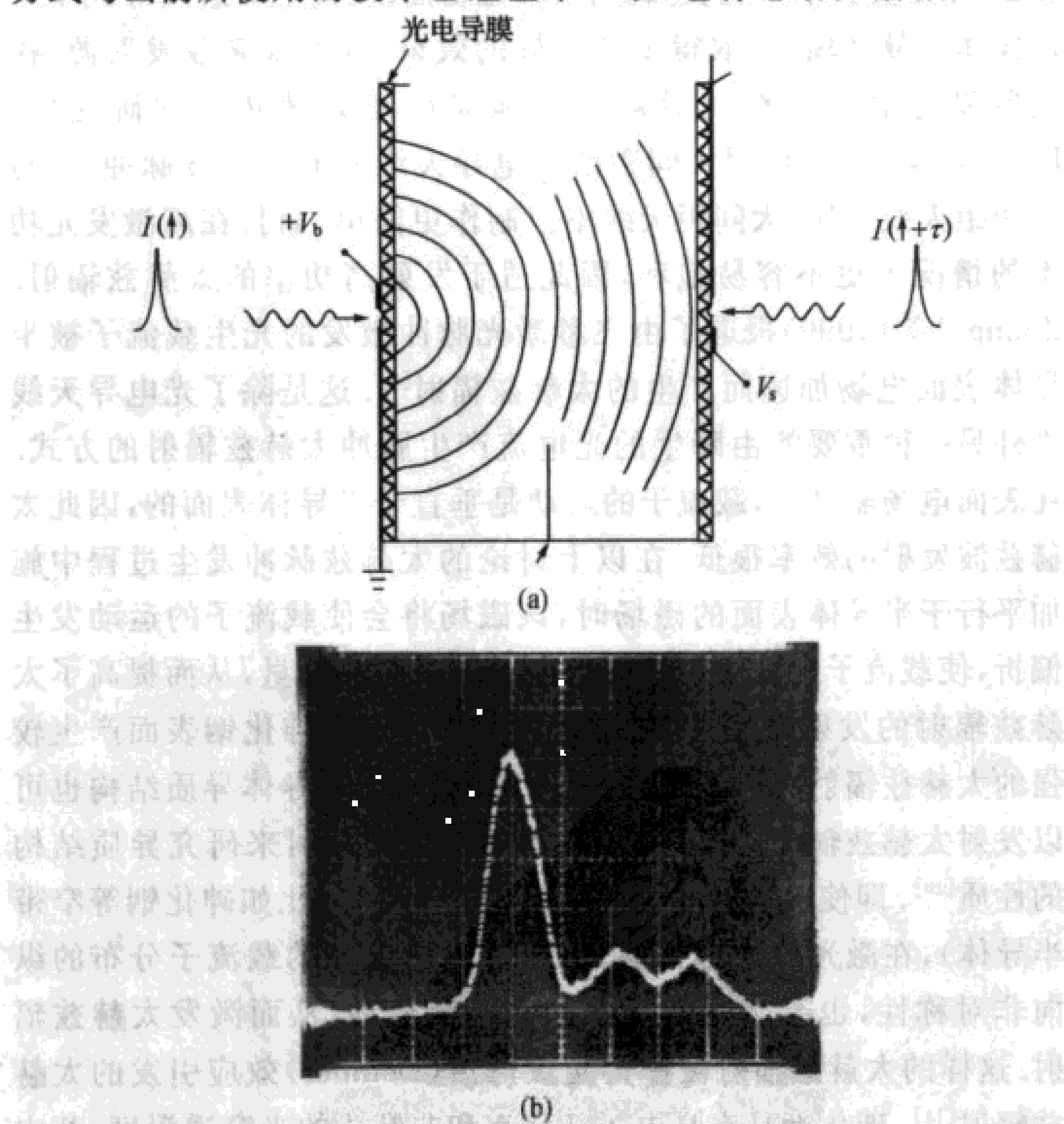


图 1-8 Auston 光电导开关(a)和由其产生的太赫兹脉冲波形(b)
(感谢 Auston 博士允许使用该图.)

学的诞生.在此之后,又有众多的努力发展光电导天线形式的太赫兹脉冲的发射和探测技术.与此同时,飞秒激光技术和材料技术的发展,尤其是钛宝石激光器的发展以及低温生长的砷化镓和蓝宝石衬底生长硅薄膜等材料的获得,为脉冲太赫兹技术的发展提供了极大的技术支持.Exter等(1989)优化了光电导开关和天线的形式,使得太赫兹辐射的产生模式和传播模式相互匹配(如图1-9)[5].在实验中,他们还利用离轴抛物面镜、蓝宝石透镜等光学元件操作太赫兹辐射,取得了非常好的效果.这些太赫兹发射源、探测器和光学元件在此后被广泛地应用在太赫兹波的研究中.Darrow等(1990)使用大间距的光电导天线发射太赫兹脉冲[6].与小间距天线相比,大间距天线不但制作更简单,而且在高激发光功率的情况下更不容易饱和,因此适于发射高功率的太赫兹辐射.Zhang① 等(1990)报道了由飞秒激光脉冲激发的光生载流子被半导体表面电场加速而产生的太赫兹辐射[7].这是除了光电导天线之外另一种重要的由瞬生的光电流产生脉冲太赫兹辐射的方式.在表面电场驱动下,载流子的运动是垂直于半导体表面的,因此太赫兹波发射的效率很低.在以上讨论的太赫兹脉冲发生过程中施加平行于半导体表面的磁场时,该磁场将会使载流子的运动发生偏折,使载流子运动产生平行于半导体表面的分量,从而提高了太赫兹辐射的发射效率[8].利用这种方法可以在砷化铟表面产生较强的太赫兹辐射[9].不但是体型半导体材料,半导体异质结构也可以发射太赫兹辐射,并可以通过太赫兹波的发射来研究异质结构的性质[10].即使对一些表面电场很弱的半导体(比如砷化铟等窄带半导体),在激光脉冲激发时,由于其表面激发的载流子分布的纵向非对称性,也会引起宏观的电荷扩散运动,从而激发太赫兹辐射.这样的太赫兹辐射被称为光致丹倍(Dember)效应引发的太赫兹辐射[11].砷化铟具有高电子迁移率和非常浅的光穿透深度,其中

① Zhang 即张希成(本书作者之一)。

p型低掺杂的砷化铟是目前发现的在使用钛宝石激光振荡器为激发光源的情况下，效率最高的无偏压太赫兹辐射源[12]. 太赫兹发射并非半导体材料的专利，其他多种材料(包括超导体[13]、铁磁体[14]，甚至化学溶液[15]和空气[16]等)在超短的激光脉冲激发下都会产生太赫兹辐射.

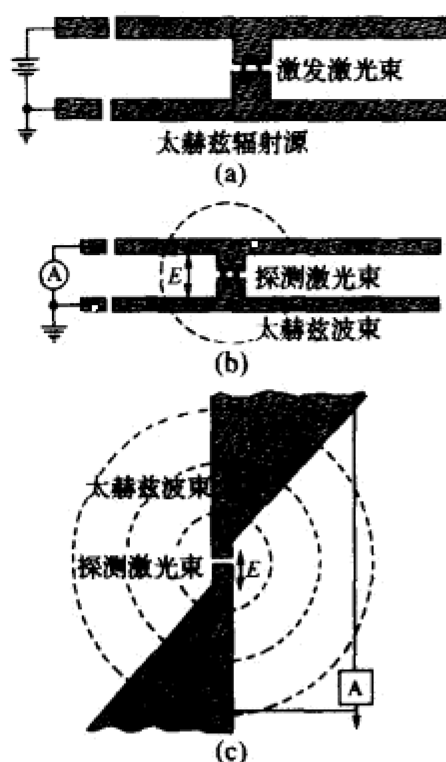


图 1-9 Dan Grischkowsky 天线用做太赫兹发射器(a)和探测器(b)，(c)
(a) 超快偶极天线；(b)超快探测器；(c)简单的空隙探测器.（感谢 Gris-chkowsky 博士允许使用该图.）

除了利用瞬态光电流产生太赫兹脉冲之外，另一种常用的太赫兹脉冲产生方式是利用光的非线性效应，实现频率下转换产生太赫兹辐射. 同是在 20 世纪 70 年代初期，Yajima 等(1970)以及 Yang 等(1971)分别报道了利用皮秒激光脉冲的光整流效应在非线性晶体中发射远红外辐射[17, 18]. Auston 等(1988)通过电光的 Cherenkov 辐射产生了亚皮秒脉冲宽度的电磁脉冲辐射，并且在同一晶体中利用电光效应探测到该脉冲的波形[19]. 只是由于晶体的

全内反射，该电磁脉冲无法有效地传播到自由空间. Chuang 等(1992)和 Zhang 等(1992)分别报道了半导体表面的光整流效应，并研究了光整流过程的空间对称性质[20,21]. Wu 等(1995)报道了利用 $LiTO_3$ 探测太赫兹辐射的自由空间电光检测方式[22]. 自由空间的电光检测和光电导开关一起成为脉冲太赫兹波的两种最主要的探测方式. 经过对多种电光材料发射和探测太赫兹脉冲的比较，碲化锌晶体被认为最适用于被钛宝石激光激发而产生和检测太赫兹脉冲[23]. 这是因为在碲化锌晶体中波长为 800 nm 的激光的群速度和频率为 2 THz 的电磁辐射的相速度相吻合，符合了光整流过程的相位匹配条件. 与光电导天线不同，利用光整流效应和电光检测方式产生、探测太赫兹脉冲并不受材料响应频率的影响，因此具有更为宽频的工作范围. 然而有两个因素限制了太赫兹辐射的频宽：其一是激发光脉冲的频谱范围；其二是符合相位匹配条件的太赫兹波的频谱范围. 为了产生和探测更为宽频的太赫兹辐射，需要采用更短脉冲的激光作为激发光源，还要利用薄的非线性晶体以降低相位匹配的影响[24]. 利用 10 fs(1 fs$=10^{-15}$ s)脉宽的激光脉冲作为激发光源，在薄的碲化锌晶体中产生和探测了高于 40 THz 的中红外辐射[25].

Brown 等(1995)利用两束激光在低温生长的砷化镓光电导天线上混频，产生了连续的太赫兹辐射[26]. Ito 等(1999)利用光栅耦合的方式解决了差频产生的太赫兹辐射由铌酸锂晶体中输出的困难. 他们利用调 Q 的 Nd: YAG① 纳秒激光在铌酸锂晶体中形成侧面输出的可调谐的太赫兹发射源[27]. 周期极化的铌酸锂晶体被用来补偿光整流过程的相位失配并由此发展了垂直输出的窄带太赫兹光源[28]. 硒化镓晶体具有较高的二阶非线性系数和比较强的双折射，而且在很宽的波段中具有比较低的吸收率，是中远红外波段非常优良的非线性晶体. 它可以使得光学差频过程在太赫兹产生

① Nd: YAG 是“钕钇铝石榴石”的简称.

中实现相位匹配并产生强的太赫兹辐射[29]．近年来硒化镓晶体被用在光整流和电光效应中用以产生[30]和检测[31,32]宽频的太赫兹辐射，其频谱可以覆盖直到 100 THz 的范围．

在太赫兹辐射的应用方面，Exter 等(1989)利用脉冲的太赫兹辐射测量了水蒸气的吸收光谱(图 1-10)[33]．该方法首先测量太赫兹脉冲的时域波形，然后再通过傅里叶(Fourier)变换得到光谱信息，因此被称为太赫兹时域光谱．由于太赫兹时域光谱是相干测

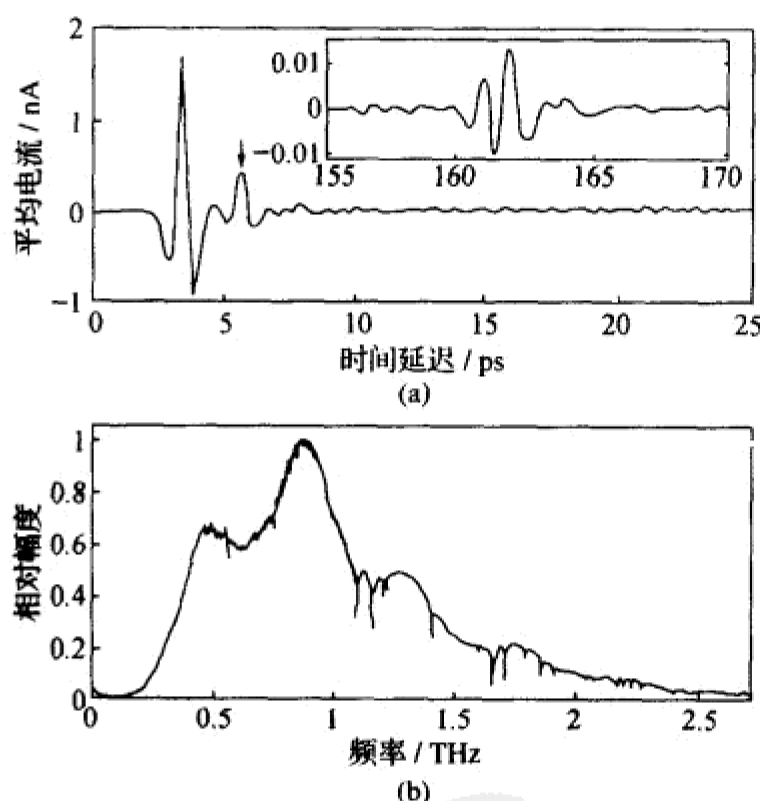


图 1-10　通过水蒸气的太赫兹脉冲波形(a)和水蒸气的太赫兹时域谱(b)
(感谢 Grischkowsky 博士允许使用该图.)

量，并且在测量中应用了“时间门”的技术，该技术可以极大地降低背景辐射对测量的影响．太赫兹时域光谱可以清晰地测量火焰中各组分的吸收光谱，尽管火焰本身的太赫兹辐射强度远高于时域光谱中太赫兹辐射源的平均光强[34]．另外，因为它具有时间分辨的能力，太赫兹光谱技术被用来探测半导体中载流子的动态过程[35]．

太赫兹时域光谱直接测量太赫兹辐射的电场强度，它不但可以测量太赫兹电场的振幅还可以获得相位的信息. 这样就可以直接测量物体的复介电常数而不必通过克拉默斯-克勒尼希(Kramers-Kronig)变换[36]. 太赫兹光谱技术的光谱分辨本领还被用在脱氧核糖核酸(deoxyribonucleic acid，DNA)和蛋白质等生物样品检测[37,38]、炸药等危险品识别以及其他应用[39]中.

Hu 等(1995)利用太赫兹辐射可以穿透介电物质的特性，对封装在集成电路(integrated circuit，IC)芯片中的金属引线以及树叶等样品进行了成像(图 1-11)[40]. 从此之后，太赫兹波作为一种成像的载波受到了广泛的重视. 各种太赫兹波成像技术，包括二维成像[41]、飞行时间成像[42]、复合孔径成像[43]、计算机辅助层析成像(computer tomography，CT)[44]以及近场成像等[45]，得以迅速发展. 太赫兹成像在生物研究、医学诊断、半导体器件检测、质量控制

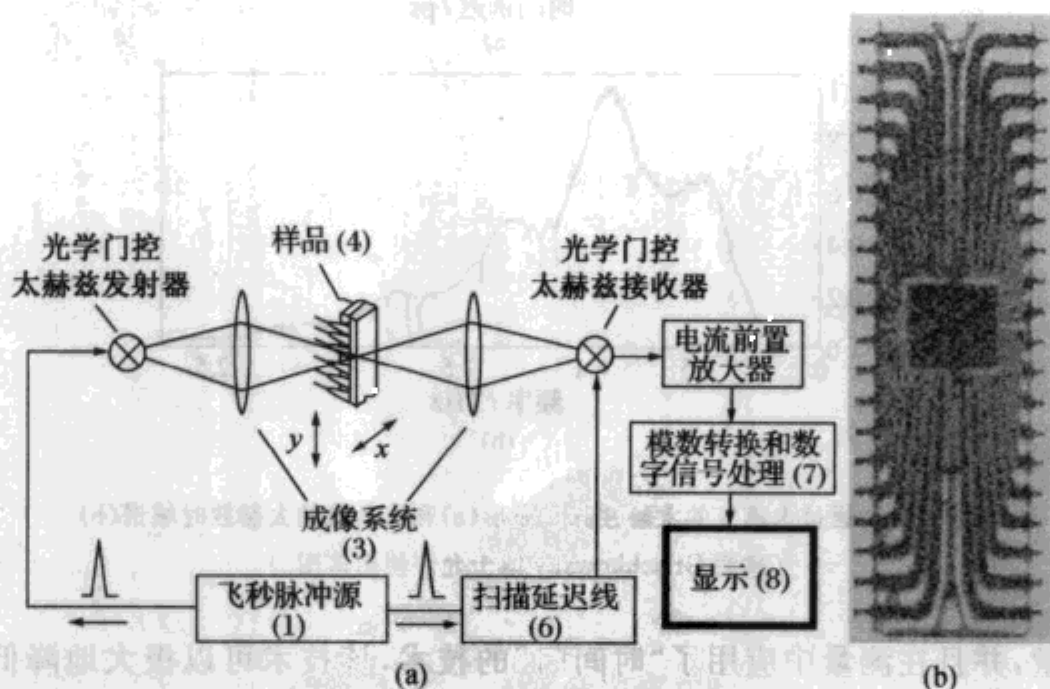


图 1-11 太赫兹成像装置(a)和 IC 芯片的太赫兹像(b)
(由于我们未能联系到 Hu 博士和 Nuss 博士，在这里对未经他们同意而使用该图表示歉意.)

和安全检查等方面的应用已经引起了人们极大的研究兴趣. 其中，太赫兹波成像用于航天飞机外燃料箱的绝热泡沫材料缺陷的探测，已经成为一项实际的应用技术，开始为航天安全作出贡献[46].

1.2.2 光学太赫兹技术的发展

在光学领域对太赫兹波段的研究源于人们对红外波段的兴趣. Langley(1881)为了研究红外射线发明了辐射热计. 它利用物体的电阻随温度变化来测量热辐射的能量. 直到现在，辐射热计仍然是太赫兹波段最灵敏的直接探测器. 在早期的太赫兹光源中，除了天体和星空等自然光源之外，人工的太赫兹光源是热辐射的白炽灯(或碘钨灯等热光源)等非相干光源.

红外傅里叶变换光谱可以用来研究红外波段，包括远红外波段的光谱性质. 它的最早雏形可以追溯到迈克耳孙(Michelson)干涉仪，这是一种利用光源的自相干来解析其光谱特性的技术. 早在 1911 年，Rubens 和 Wood 就利用初级的傅里叶变换光谱装置测量了远红外光谱的性质[47]. 只是由于当时计算条件的限制，这一技术并没有得到充分的应用. Fellgett(1951)报道了日后普遍使用的傅里叶变换光谱仪的形式[48]. 现在傅里叶变换光谱技术已经成为在中远红外波段非常成熟的光谱技术，并得到了广泛的应用.

相比于低亮度的热辐射光源而言，激光具有高亮度、高相干性、准直性好、单色性好等特点. 在激光器发明后不长时间，就有了发射远红外辐射的气体激光器[49]. 当时采用的是一种称为发光放电模式的激发机制. 1970 年出现了由二氧化碳激光泵浦的远红外激光器[50]，由于能够更好地控制激发态，它逐渐替代了前一种激发机制. 通过更换不同的激光介质，由二氧化碳激光泵浦的远红外激光器可以发射 1200 条以上的激光谱线. Madey(1971)利用周期磁场产生了电子受激的轫致辐射[51]，从此自由电子激光器得到迅速发展. 自由电子激光器本身的特点决定了它可以发射从 X 射线直

到远红外各个波段的辐射.现在世界上有多台自由电子激光装置可以提供太赫兹辐射光源.与输出功率在毫瓦甚至微瓦数量级的其他太赫兹源相比，自由电子激光的一个极大优点是高功率输出的特性.美国 Jefferson 实验室利用近红外自由电子激光器中的自由电子同步辐射，可以发射平均功率高达 20 W 的太赫兹激光，它发射的相干太赫兹辐射甚至可以点亮火柴[52].图 1-12 中显示了 Jefferson 实验室的自由电子激光装置.然而以上这两种激光器都有体积庞大和功耗高的缺点，后者尤其明显.

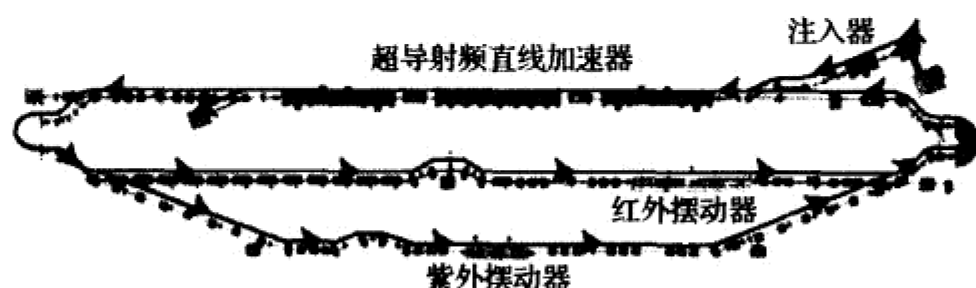


图 1-12 美国 Jefferson 实验室的自由电子激光器
（感谢 Williams 博士允许使用该图.）

从小型化和高效率而言，半导体激光器是实验室和实际应用中理想的光源. Ivanov 和 Vasiley(1983)在 p 型锗中实现朗道能级之间的激光发射[53].他们利用交叉的电场和磁场泵浦热空穴来产生激光发射.然而要产生激光发射，需要极强的电磁脉冲(高于千瓦每立方厘米)来激发；而且为了避免声子散射，该激光必须工作在液氦冷却的环境下. Gousev 等(1999)利用应力代替磁场在锗中产生了能级分裂，并由此实现了连续的和可调谐的太赫兹激光输出[54].与磁场情况不同，这种激光器不需要使用高能电磁脉冲进行激发因此可以输出连续激光. Faist 等(1994)报道了量子级联激光器这种高效率的长波激光器[55]. Xu 等(1997)在砷化镓-铝砷化镓的多量子阱材料中实现了电致太赫兹发射[56].然而要实现太赫兹激光发射，则需克服声子散射的损耗. Kohler 等(2002)终于在液氦工作温度下实现了太赫兹波段的量子级联激

光输出(4.4 THz)(图 1-13)[57]. 目前量子级联激光器已经获得了 1.19 THz 的低频输出,并可以在高于液氮温度的工作环境下输出连续的和脉冲的太赫兹激光[58].

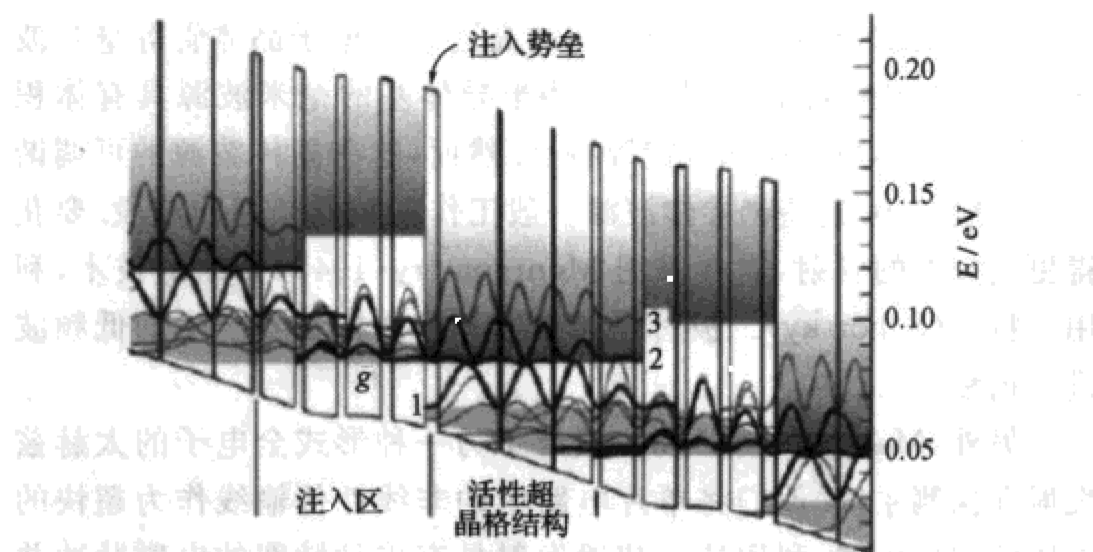


图 1-13 太赫兹量子级联激光器的原理图
(感谢 Tredicucci 博士允许使用该图.)

1.2.3 电子学太赫兹技术的发展

从电子学方面向太赫兹波段的发展来自于微波技术向短波方向的发展. 在 20 世纪 60 年代,Convert 和 Golant 等分别在行波管、磁电管等真空管微波源的基础上发展了反波管[59,60]. 反波管是一种真空电子管,它可以发射单一频率的太赫兹辐射(毫米波或亚毫米波),并具有一定的调谐范围(在中心频率两侧大约 30%),其功率可以达到毫瓦以上. 很快地,反波管技术就已经成熟并可以由工业界生产了.

与反波管的发展大约是同步的,半导体的毫米波源也开始发展起来. Esaki(1958)在锗的 pn 结中发现了负电阻状态,也就是说,当在样品上施加足够强的电场后,在某一场强范围内,其电流随着偏置电压的增加而减小[61]. 耿氏(Gunn)(1963)发现砷化镓样品的负电阻区域会发生高频的电流振荡[62],这一振荡后来被称为耿氏

振荡.第一台利用耿氏振荡产生毫米波的原型产品出现在1967年.差不多是在同时,Tager等在锗的雪崩击穿过程中观测到了微波的相干振荡,并由此发明了雪崩传输时间二极管[63,64].在此之后,随着场效应管和半导体异质结构技术的发展,在20世纪80年代又出现了基于半导体异质结构的高迁移率电子晶体管等毫米波光源.与微波的真空管相比,这些半导体基的毫米波源具有体积小、质量轻、容易操作和维护等特点.然而,这些固体波源的可调谐范围一般较小.这些半导体波源一般工作在较低频率的波段.要获得更高频率的辐射,需要采用Montgomery(1945)介绍的技术,利用肖特基(Schottky)二极管等倍频器件将由振荡器产生的低频波进行倍频[65].

另外,Marsland等(1989)报道了另一种形式全电子的太赫兹发射和探测系统.他们将单片电路中的非线性传输线作为超快的电压阶梯发生器,利用这一装置发射具有皮秒脉宽的电磁脉冲并对脉冲进行取样探测[66].Dyakonov和Shur(1993)通过理论分析指出在弹道场效应管中的二维电子气能够发射和探测太赫兹辐射[67].这一理论预言在以后的实验中得到了证实[68,69].

§1.3 太赫兹科学现状

1.3.1 太赫兹科学研究的发展和壮大

尽管人们对远红外和毫米波的研究已经有多年的历史,但是对太赫兹波段广泛的研究兴趣还是在20世纪80年代中期以超快光电子学为基础的脉冲太赫兹技术诞生以后.在80年代后期和90年代初期,全世界只有几个研究小组进行太赫兹发生和检测技术以及太赫兹波和半导体相互作用的研究.在太赫兹光谱和成像等技术被开发之后,太赫兹科学和技术表现出了极大的应用潜力.因此,越来越多的研究机构开始参与对太赫兹辐射的研究.目前全世

界已有近百个研究组在不同的研究领域从事太赫兹科学的研究. 图 1-14 显示出 1990 年后发表的与太赫兹辐射相关的论文逐年迅速增长. 当前,太赫兹的研究不但受到科研机构的重视,也已经有越来越多的商业公司介入了这一领域的研究和发展. 当前的辐射光源已经成功地覆盖了太赫兹空隙(图 1-7). 图 1-15(a)给出了当前为了要获得一个单位光子密度(即每秒获得的光子数)的不同频率的相干光,用于购置光源所需的花费. 由图可见,在全光谱范围内,基本上购买单光子密度光源的花费是与光子能量相关的;只是在太赫兹波段,光源的花费远远超出其相邻的波段. 图 1-15(b)中则给出了不同波段的相干光源的能量转化效率. 可见,太赫兹波段

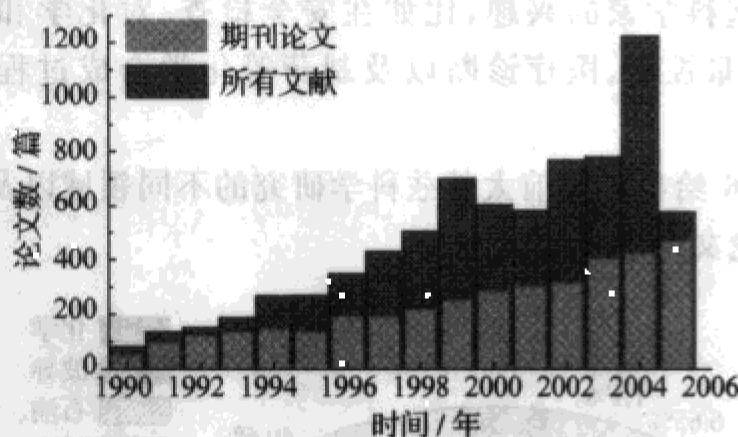


图 1-14　各年发表的与太赫兹科学相关的论文数量

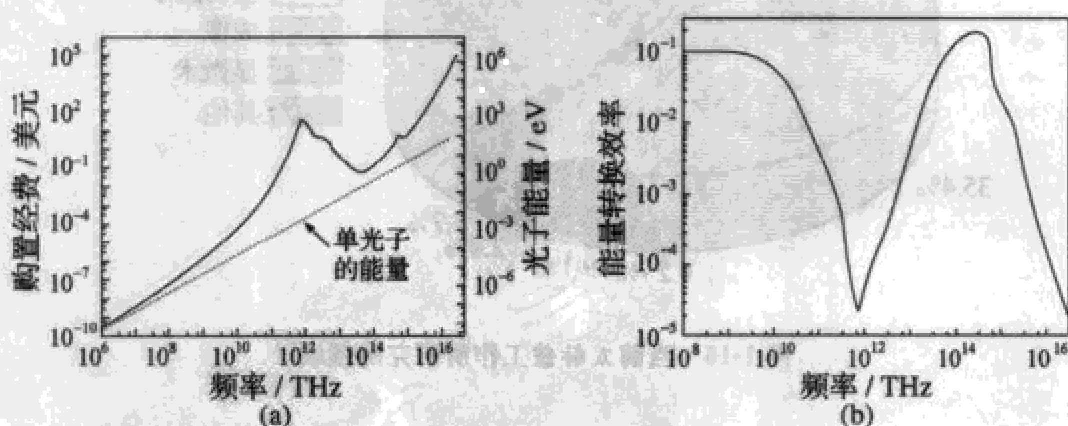


图 1-15　各个波段相干光源的花费(以一个单位的光子密度为标准)(a)和各个波段相干光源的能量转换效率(b)

的能量转换效率远低于其相邻波段. 综上所述，经过几十年的发展，虽然太赫兹空隙已经被成功地覆盖了，但是还没有被完全地填补.

1.3.2 太赫兹科学当前的研究领域

太赫兹科学的早期研究主要集中在发展太赫兹技术本身. 之后，人们开始对太赫兹波与物质的相互作用感兴趣，其研究对象集中在半导体，也涉及超导体和介电物质. 再以后，太赫兹辐射被用来研究化学和生物样品的光谱特性. 在进入 21 世纪后，太赫兹技术不但在基础科研中继续受到重视，而且关于它的应用研究也越来越引起科学家的兴趣，比如在安全检查、对化学和生物制剂的检测、质量控制、医疗诊断以及制药等化学合成过程中的应用等.

图 1-16 给出了当前太赫兹科学研究的不同领域以及它们在太赫兹研究论文中所占的比例.

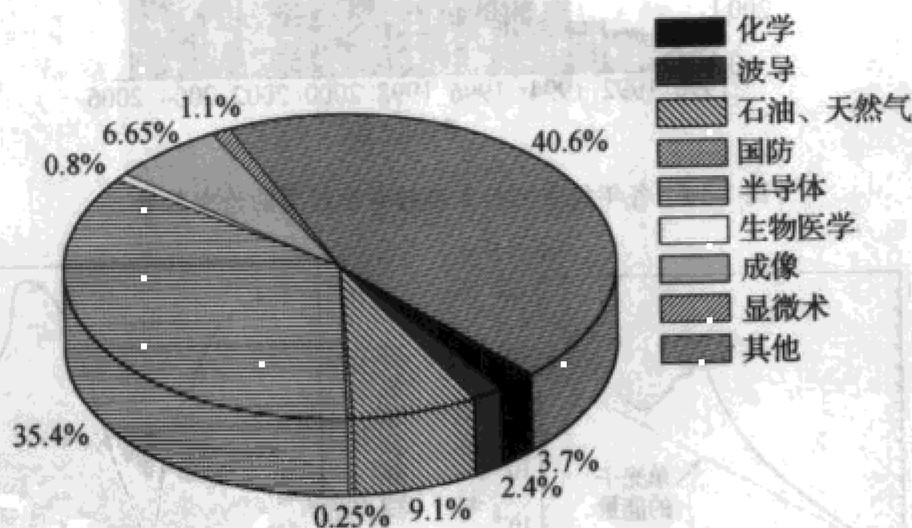


图 1-16 当前太赫兹工作所研究的领域

参考文献

[1] Auston D. Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon. Appl. Phys. Lett., 1975, 26: 101.

[2] Lee C. Picosecond optoelectronic switching in GaAs. Appl. Phys. Lett., 1977, 30: 84.

[3] Mourou G, Stancampino C V, Blumenthal D. Picosecond microwave pulses generation. Appl. Phys. Lett., 1981, 38: 470.

[4] Auston D H, Cheung K P, Smith P R. Picosecond photoconducting Hertzian dipoles. Appl. Phys. Lett., 1984, 45: 284.

[5] Exter M, Fattinger C, Grischkowsky D. High-brightness terahertz beams characterized with an ultrafast detector. Appl. Phys. Lett., 1989, 55: 337.

[6] Darrow J T, Hu B B, Zhang X C, et al. Subpicosecond electromagnetic pulses from large-aperture photoconducting antennas. Opt. Lett., 1990, 15: 323.

[7] Zhang X C, Hu B B, Darrow J T, et al. Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces. Appl. Phys. Lett., 1990, 56: 1011.

[8] Zhang X C, Jin Y, Hewitt T D, et al. Magnetic switching of THz beams. Appl. Phys. Lett., 1993, 62: 2003.

[9] Sarukura N, Ohtake H, Izumida S, et al. High average-power THz radiation from femtosecond laser-irradiated InAs in a magnetic field and its elliptical polarization characteristics. J. Appl. Phys., 1998, 84: 654.

[10] Roskos H G, Nuss M C, Shah J, et al. Coherent submillimeter-wave emission from charge oscillations in a double-well potential. Phys. Rev. Lett., 1992, 68: 2216.

[11] Gu P, Tani M, Kono S, et al. Study of terahertz radiation from InAs and InSb. J. Appl. Phys., 2002, 91: 5533.

[12] Liu K, Xu J, Yuan T, et al. Terahertz radiation from InAs induced by

carrier diffusion and drift. Phys. Rev. B, 2006, 73: 155330.

[13] Hangyo M, Tomozawa S, Murakami Y, et al. Terahertz radiation from superconducting YBa2Cu3O7 - thin films excited by femtosecond optical pulses. Appl. Phys. Lett., 1996, 69: 2122.

[14] Beaurepairea E, Turner G M, Harrel S M, et al. Coherent terahertz emission from ferromagnetic films excited by femtosecond laser pulses. Appl. Phys. Lett., 2004, 84: 3465.

[15] Beard M C, Turner G M, Schmuttenmaer C A. Measuring intramolecular charge transfer via coherent generation of THz radiation. J. Phys. Chem. A, 2002, 106: 878.

[16] Loffler T, Jacob F, Roskos H G. Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air. Appl. Phys. Lett., 2000, 77: 453.

[17] Yajima T, Takeuchi N. Far-infrared difference-frequency generation by picosecond laser pulses. Jpn. J. Appl. Phys., 1970, 9: 1361.

[18] Yang K H, Richards P L, Shen Y R. Generation of far-infrared radiation by picosecond light pulses in LiNbO3. Appl. Phys. Lett., 1971, 19: 320.

[19] Auston D H, Nuss M C. Electro-optic generation and detection of femtosecond electrical transients. IEEE J. Quant. Electron., 1988, 24: 184.

[20] Chuang S L, Schmitt-Rink S, Greene B I, et al. Optical rectification at semiconductor surfaces. Phys. Rev. Lett., 1992, 68: 102.

[21] Zhang X C, Jin Y, Yang K, et al. Resonant nonlinear susceptibility near the GaAs band gap. Phys. Rev. Lett., 1992, 69: 2303.

[22] Wu Q, Zhang X C. Free-space electro-optic sampling of terahertz beam. Appl. Phys. Lett., 1995, 67, 3523.

[23] Wu Q, Zhang X C. Ultrafast electro-optic field sensors. Appl. Phys. Lett., 1996, 68: 1604.

[24] Wu Q, Zhang X C. Free-space electro-optic sampling of mid-infrared pulses. Appl. Phys. Lett., 1997, 71: 1285.

[25] Han P Y, Zhang X C. Coherent broadband mid-infrared terahertz beam

sensors. Appl. Phys. Lett., 1998, 73: 3049.

[26] Brown E R, McIntosh K A, Nichols K B, et al. Photomixing up to 3.8 THz in low-temperature-grown GaAs. Appl. Phys. Lett., 1995, 66: 285.

[27] Kawase K, Sato M, Taniuchi T, et al. Coherent tunable THz-wave generation from LiNbO3 with monolithic grating coupler. Appl. Phys. Lett., 1997, 71: 753.

[28] Lee Y S, Meade T, Norris T B, et al. Tunable narrow-band terahertz generation from periodically poled lithium niobate. Appl. Phys. Lett., 2001, 78: 3583.

[29] Shi W, Ding Y J, Fernelius N, et al. Efficient, tunable, and coherent 0.18—5.27 THz source based on GaSe crystal. Opt. Lett., 2002, 27: 1454.

[30] Huber R, Brodschelm A, Tauser F, et al. Generation and field-resolved detection of femtosecond electromagnetic pulses tunable up to 41 THz. Appl. Phys. Lett., 2000, 76: 3191.

[31] Liu K, Xu J, Zhang X C. GaSe crystals for broad band terahertz detection. Appl. Phys. Lett., 2004, 85: 863.

[32] Kübler C, Huber R, Tübel S, et al. Ultrabroadband detection of multi-terahertz field transients with GaSe electro-optic sensors: approaching the near infrared. Appl. Phys. Lett., 2004, 85: 3360.

[33] Exter M. Fattinger C, Grischkowsky D. Terahertz time-domain spectroscopy of water vapor. Opt. Lett., 1989, 14: 1128.

[34] Cheviile R A, Grischkowsky D. Far-infrared terahertz time-domain spectroscopy of flames. Opt. Lett., 1995, 20: 1646.

[35] Huber R, Tauser F, Brodschelm A, et al. Howmany-particle interactions develop after ultrafast excitation of an electron-hole plasma. Nature, 2001, 414: 286.

[36] Grischkowsky D. An ultrafast optoelectronic THz beam system: applications to time-domain spectroscopy. Opt. Photonics News, 1992, 3: 22.

[37] Brucherseifer M, Nagel M, Bolivar P H, et al. Label-free probing of

the bining state of DNA by time-domain terahertz sensing. Appl. Phys. Lett., 2000, 77: 4049.

[38] Markelz A G, Roitberg A, Heilweil E J. Pulsed terahertz spectroscopy of DNA, bovine serum albumin and collagen between 0. 06 to 2. 00 THz. Chem. Phys. Lett., 2000, 320: 42.

[39] Kemp M C, Taday P F, Cole B E, et al. Security applications of terahertz technology. Proc. SPIE, 2003, 5070: 44.

[40] Hu B B, Nuss M C. Imaging with terahertz waves. Opt. Lett., 1995, 20: 1716.

[41] Wu Q, Hewitt T D, Zhang X C. Two-dimensional electro-optic imaging of terahertz beams. Appl. Phys. Lett., 1996, 69: 1026.

[42] Mittleman D M, Hunsche S, Boivin L, et al. T-ray tomography. Opt. Lett., 1997, 22: 904.

[43] O'Hara J, Grischkowsky D. Quasi-optic synthetic phased-array terahertz imaging. J. Opt. Soc. Am. B, 2004, 21: 1178.

[44] Ferguson B, Wang S H, Gray D, et al. T-ray computed tomography. Opt. Lett., 2002, 27: 1312.

[45] Hunsche S, Koch M, Brener I, et al. THz near field imaging. Opt. Commun., 1998, 150: 22.

[46] Xu J, Zhong H, Yuan T, et al. T-rays identify defects in insulating materials. Digest CLEO 2004. CMB2. first page?.

[47] Rubens H, Wood R W. What is the title?. Philos. Mag., 1911, 21: 249.

[48] P. B. Fellgett, J. Phs. Radium 19, 197 (1958).

[49] Mathis L E S, Parker J T. Stimulated emission in band spectrum of nitrogen Appl. Phys. Lett., 1963, 16: 16.

[50] Chang T Y, Bridges T J. Laser action at 452, 496, and 541 m in optically pumped CH3F. Opt. Commun., 1970, 1: 423.

[51] Madey J M. Stimulated emission of bremsstrahlung in a periodic magnetic field. J. Appl. Phys., 1971, 42: 1906.

[52] Carr G L, Martin M C, McKinney W R, et al. High-power terahertz radiation from relativistic electrons. Nature, 2002, 420: 153.

[53] Ivanov Y L, Vasiley. Cyclotron resonance laser in p-Ge. Sov. Tech. Phys. Lett., 1983, 9: 264.

[54] Gousev Y P, Altukhov I V, Korolev K A, et al. Widely tunable continuous-wave THz laser. Appl. Phys. Lett., 1999, 75: 757.

[55] Faist J, Capasso F, Sivco D L, et al. Quantum Cascade Laser. Science, 1994, 264: 553.

[56] Xu B, Hu Q, Melloch M R. Electrically pumped tunable terahertz emitter based on intersubband transition. Appl. Phys. Lett., 1997, 71: 440.

[57] Kohler R, Tredicucci A, Beltram F, et al. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. Nature, 2002, 417: 156.

[58] Hu Q, Williams B S, Kumar S, et al. Resonant-phonon-assisted THz quantum-cascade lasers with metal-metal waveguides. Semi. Sci. Tech., 2005, 20: S228.

[59] Convert G, Yeou T, Mouton P C. Proc. 4th Int. Congr. Microwave Tubes, 1963: 739.

[60] Golant M B, Alekseenko Z T, Korotkova Z S, et al. Pribory I Tekhnika Eksp. 1965, 3: 231.

[61] Esaki L. New phenomenon in narrow Ge p-n junctions. Phys. Rev., 1958, 109: 603.

[62] Gunn J B. Microwave oscillations of current in III-IV semiconductors. Sol. St. Comm., 1963, 1: 88.

[63] Tager A S, Melnikov A I, Kotelnikov G P, et al. Centimetre and millimeter radiowave band generation and amplification with the help of semiconductor diode in positive angle of its statistical volt-ampere characteristic field. Diploma for opening, 24, 1959-11-27.

[64] Tager A S, Melnikov A I, Kotelnikov G P, et al. Generator and EHF-amplifier on semiconductor diode. USSR, 185965. Invention Bull. 1966, 18.

[65] Montgomery D D. M. I. T. Rep., 1945, 818.

[66] Marsland R A, Valdivia V, Madden C J, et al. 130 GHz GaAs monolithic integrated circuit sampling head. Appl. Phys. Lett., 1989,

55：592.

[67] Dyakonov M, Shur M S. Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: new mechanism of plasma wave generation by dc current. Phys. Rev. Lett., 1993, 71: 2465.

[68] Knap W, Deng Y, Rumyantsev S, et al. Resonant detection of subterahertz and terahertz radiation by plasma waves in submicron field-effect transistors. Appl. Phys. Lett., 2002, 81: 4637.

[69] Deng Y, Kersting R, Xu J, et al. Millimeter wave emission from GaN high electron mobility transistor. Appl. Phys. Lett., 2004, 84: 70.



第二章　太赫兹波的发射和探测

§2.1　光开关模式的太赫兹波发射和探测

2.1.1　光电导天线

光电导天线是目前最广泛使用的脉冲太赫兹波发射器和探测器之一.它利用电场驱动由超快激光脉冲激发的光生自由载流子来发射和探测太赫兹脉冲.图2-1是光电导天线以及利用光电导天线发射太赫兹脉冲的装置原理图.光电导天线是由两根蒸镀在半绝缘半导体基片上的电极组成的.为了提高光电导天线的响应速度,尤其是用做探测天线时,作为基片的材料多采用具有极短电子寿命的半导体材料,比如低温生长的砷化镓或掺杂的硅等.

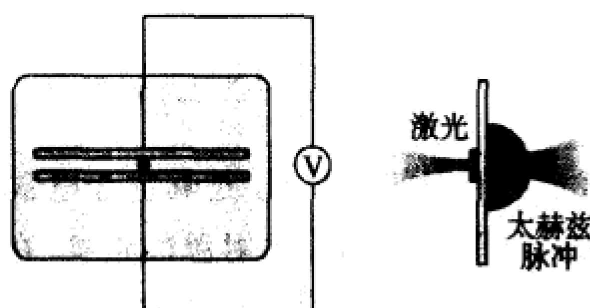


图2-1　光电导天线及太赫兹脉冲发射

光电导天线是由蒸镀在半绝缘的半导体晶片上的两个平行电极组成的.在两个电极上施加偏置电压.当飞秒激光脉冲照射在电极间隙时,在该区域形成光生载流子.载流子在偏置电压下加速并辐射太赫兹脉冲.一个超半球的硅透镜附加在天线的对面,用以增加太赫兹辐射的耦合效率.

在利用光电导天线产生太赫兹脉冲时,先在两根电极之间施加偏置电压.由于基片的半绝缘性质,在两个电极之间形成了一个

电容器结构，并储存了静电势. 如果这时有光子能量高于半导体能隙的光脉冲辐照在电极的间隙中，将会在该区域的半导体表面产生瞬生的自由载流子. 这些光生载流子会在偏置电场中加速运动，并将储存的静电势能以电磁脉冲的形式释放出来. 由于自由电子的迁移率一般要远高于空穴的迁移率，因此在多数情况下，讨论电荷迁移运动时仅考虑电子的贡献而忽略空穴的影响. 在两电极之间的电流密度可以表示为

$$J(t) = N(t)e\mu E_b, \tag{2.1}$$

其中 N 是光生自由电子的密度，e 是电子电荷，μ 是电子的迁移率，E_b 则是偏置电场的场强. N 作为时间 t 的函数是由激发它们的光脉冲的时域包络以及自由电子的寿命所决定的. 因此式(2.1)所表示的电流是一个瞬变电流并能够产生电磁辐射. 当激发光脉冲的脉宽在飞秒尺度时，它激发的电磁脉冲将是太赫兹脉冲. 这一电流脉冲在远场的太赫兹辐射场强与该电流脉冲的时间微分具有同样的形式：

$$\begin{aligned} E_{THz} &= \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{A}{c^2 z}\frac{\partial J(t)}{\partial t} \\ &= \frac{Ae}{4\pi\varepsilon_0 c^2 z}\frac{\partial N(t)}{\partial t}\mu E_b, \end{aligned} \tag{2.2}$$

其中 A 是光生载流子照射的面积，ε_0 是真空介电常数，c 是真空光速，z 是场点(测量点)距太赫兹波发射源的距离. 在该式的推导过程中，假设在太赫兹光源各处的偏置电场和自由载流子都是等值的，测量点位于光电导天线的法线上，并且测量点与发射源之间的距离远大于源的尺寸.

由于光电导天线发射电磁脉冲的能量来源于该天线结构中储存的静电势能，因此其发射太赫兹脉冲的能量并不直接受到激发光脉冲能量的限制. 在激发光子和太赫兹光子之间超过 1∶1 的量子转换效率是可能的. 由式(2.2)可知，太赫兹辐射的电场是正比于激发光的光强和外加偏置电场的场强的. 然而在实际应用中，太

赫兹电场和激发光强以及偏置电场的线性关系只是在低激发光强和弱偏置电场的情况下是适用的. 当有激发光存在时,该天线的基片就不再是纯介电物质,而是具有一定的导电性质. 在这种情况下,由电荷运动所产生的太赫兹电场将反过来屏蔽外加的偏置电场. 这时半导体中光生电流密度将不再具有式(2.1)所表述的简单形式,而是由如下公式表示[1]:

$$J(t)=\sigma(t)E_b\Big/\left[1+\frac{\sigma(t)\eta_0}{1+n}\right], \tag{2.3}$$

式中 σ 是半导体的电导率, η_0 表示空气的阻抗: $\eta_0=377\ \Omega$, n 是半导体的折射率. 其中 σ 是由激发光的光强 I_0 决定的,可以认为 $\sigma(t)\propto I_0$. 将式(2.3)代入式(2.2)第一个等号右侧则有如下的形式:

$$E_{THz}\propto\frac{d\sigma(t)}{dt}\Big/\left[1+\frac{\sigma(t)\eta_0}{1+n}\right]^2\propto\frac{I_0}{(1+kI_0)^2}. \tag{2.4}$$

由式(2.4)可以清楚地看到,当激发光的光强增加到一定程度时,太赫兹电场随之将会出现饱和.

另外,施加在天线电极上的偏置电压也不是可以任意升高的. 当偏置电压升高到一定程度时,作为天线基底的半导体材料将会被电场击穿. 对天线的击穿主要有两种形式,即场致击穿和热致击穿. 在太赫兹发射过程中主要发生的天线击穿方式是由光电流导致的热致击穿.

利用光电导天线检测太赫兹脉冲的装置与发射装置是相似的,只是在检测装置的天线电极之间没有施加偏置电压,而是连接一个电流计测量由太赫兹电场驱动的电流. 太赫兹脉冲的发射和检测方式是一种典型的泵浦探测方式(如图 2-2). 一束脉冲激光被分束器分为泵浦光和探测光两路,其中泵浦光用于产生太赫兹脉冲,而探测光则用来探测太赫兹脉冲. 由于泵浦脉冲和探测脉冲同出于一束脉冲激光,因此探测脉冲和太赫兹脉冲之间具有固定的时间关系. 当探测脉冲和太赫兹脉冲同时照射到探测天线的电极间隙时,探测脉冲在该区域产生瞬生的自由载流子使该区域成为

导体，而太赫兹电场则驱动光生载流子形成电流. 由于探测光脉冲和太赫兹脉冲具有固定的时间关系，并且假定由探测脉冲激发的自由载流子寿命远短于太赫兹脉冲的周期，可以近似地认为由该探测脉冲激发的自由载流子就会受到一个恒定电场的作用，从而产生可以测量的电流. 该电流可以表示为

$$\bar{J} = \bar{N}e\mu E(\tau), \tag{2.5}$$

其中 $\bar{N}$ 是平均的电子密度，τ 是探测脉冲和太赫兹脉冲之间的时间差. 式(2.5)表明 $\bar{J}$ 正比于该时刻太赫兹脉冲电场的强度 E. 改变 τ，探测脉冲就会对太赫兹脉冲的电场进行取样并记录下太赫兹脉冲的时域波形.

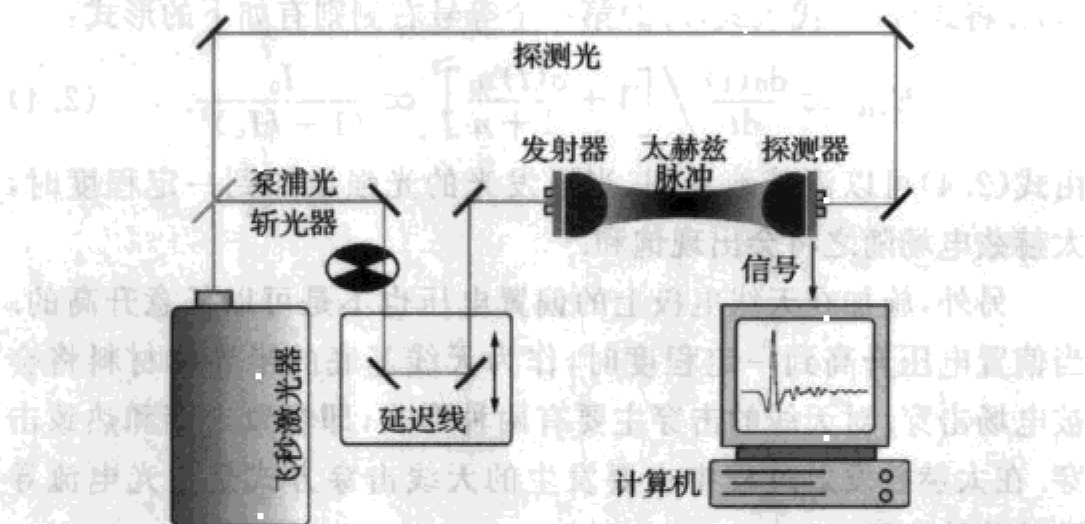


图 2-2 太赫兹脉冲的发射和检测

飞秒激光被分束片分为泵浦和探测两路：泵浦光用来激发太赫兹发射器发射太赫兹脉冲. 发射的太赫兹脉冲被超半球硅透镜聚焦在太赫兹探测器上. 探测光用来触发太赫兹探测器并检测太赫兹脉冲的场强. 延迟线用来控制探测光脉冲与太赫兹脉冲的相对时间关系.

光电导天线，尤其是作为探测器使用时，其电极间隙往往只有几微米，远远短于太赫兹辐射的波长. 这种天线产生的太赫兹波在向自由空间辐射时耦合效率很低. 在使用光电导天线时，经常利用高折射率材料(如高阻硅)，制作超半球透镜来提高耦合效率.

图 2-3 显示了一个太赫兹脉冲典型的时域波形. 太赫兹波的周期一般在 1 ps 左右，而一个太赫兹脉冲一般包含半个到几个振荡周期. 在探测太赫兹脉冲时，直接测量太赫兹波的电场随时间的变化，不但包含了光强的信息，而且还测量了相位的信息（后者在普通光学测量中是很难直接测量的）.

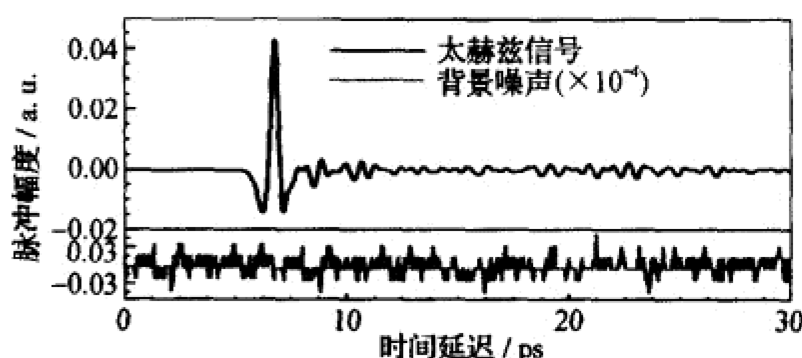


图 2-3　太赫兹脉冲的时域波形（由数个皮秒周期的振荡组成）

如果在光电导天线的电极之间辐照的不是一个具有飞秒脉宽的激光脉冲，而是两束频差在太赫兹范围的连续激光，这时光电导天线就起到一个混频器的作用，将辐射一个与两束激光拍频同频率的电磁辐射. 由于该辐射是由连续激光激发的，因此它是连续的辐射，具有非常窄的频宽，适用于需要精细光谱分辨率的测量.

2.1.2　半导体表面电场和太赫兹发射

某些半导体材料（比如砷化镓）的表面存在着表面态. 表面态的费米（Fermi）能级与半导体内部的费米能级并不一致，因此这些半导体的能带在表面附近会发生弯曲，并产生表面电场. 图 2-4 表示了 n 型砷化镓表面的能带弯曲和表面电场. 由于表面电场的存在，在表面电场区域中的电子密度比半导体内低，称为耗尽层.

在半导体不受到激发的情况下，其耗尽层中的电子、空穴的漂

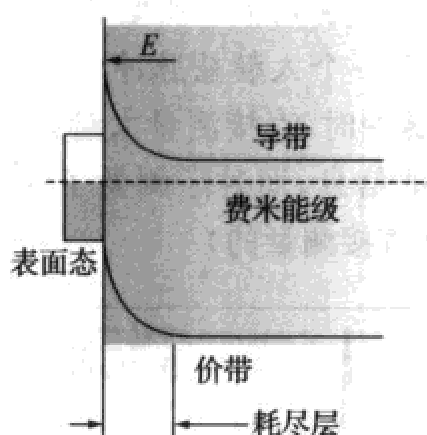


图 2-4 n 型砷化镓表面的能带弯曲和表面场

砷化镓表面态费米能级与体内费米能级存在能极差，导致其能带在表面附近形成弯曲，并在弯曲区域形成指向半导体表面的表面电场. 由于表面附近的电子能级高于体内，导致表面附近的电子浓度较低，形成耗尽层.

移和扩散形成动态的平衡，因此不表现出宏观的电荷运动. 如果半导体材料受到激光脉冲的激发，激发产生的光生自由载流子就会破坏半导体中载流子的动态平衡. 光生的电子和空穴因为电性相反在表面电场中发生分离，并产生偶极子振荡，进而发射电磁脉冲. 这一电磁脉冲的发射是具有方向性的：

$$E_{\mathrm{THz}} \propto \frac{\partial N(t)}{\partial t} e\mu E_{\mathrm{s}} \sin\theta, \tag{2.6}$$

这里 E_s 是半导体的表面电场，θ 是电磁波的辐射方向和半导体表面法线方向(偶极子振荡方向)的夹角. 这里必须注意到，式(2.6)中的 θ 是指在半导体内部传播的电磁波与半导体表面法线方向的夹角，而不是两者在自由空间的夹角. 如果激发光束的尺寸远大于太赫兹波的波长，太赫兹波的发射将会沿激发光波的传播方向以及反射方向相干加强. 根据式(2.6)可以知道，在这种情况下，如果激发光垂直于半导体表面入射，将不会产生由表面场激发的太赫兹辐射. 太赫兹波的发射耦合效率随入射角的增大而增强. 图 2-5 给出了由表面电场激发发射的太赫兹波的电场与激发光入射角的

关系. 可见,表面电场激发的太赫兹辐射在入射角接近布儒斯特(Brewster)角 θ_B 时获得最强的辐射场强. 太赫兹辐射在更大角度时反而减小,是由于菲涅耳(Fresnel)损耗的影响.

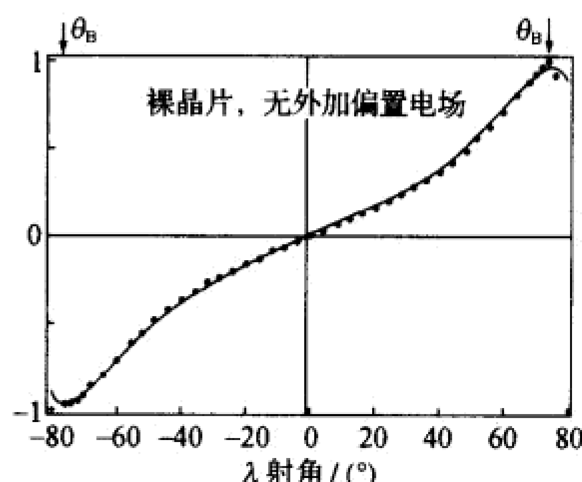


图 2-5 由半导体表面电场激发的太赫兹辐射电场与激发光入射角的关系
该实验测量使用 p 偏振的激光作为激发源.

考虑到半导体材料的折射率一般都较高(比如砷化镓对太赫兹波的折射率是 3.6),因此在式(2.6)中电磁波传播方向与谐振子振动方向之间的夹角 θ 都较小(小于半导体材料的内全反射角). 这就导致了由表面电场激发的太赫兹辐射具有较低的耦合效率. 一种提高耦合效率的方法是增加偶极子运动和电场发射方向的夹角. 如果沿半导体表面存在一个磁场,则光生载流子不但会受到电场的作用,而且还会受到磁场的作用,从而产生平行于半导体表面的加速运动,增强太赫兹波的发射.

另外一种增加太赫兹波发射强度的方法是增强半导体表面场的强度. 这可以通过改变半导体的掺杂或者对半导体表面进行处理,使得半导体表面态费米能级和体内费米能级的差别增大来达到. 在 n 型砷化镓表面生长低温生长的砷化镓薄膜,由于低温生长的砷化镓具有极高的缺陷态密度,半导体的费米能级就会被钉扎

在缺陷态的费米能级(这一能级位于价带和导带的中间位置).如果在低温生长的砷化镓中掺入一定量的硼,则低温生长的砷化镓中缺陷带的填充受到影响,使得缺陷态的费米能级降低,从而提高半导体表面态和体内电子费米能级的差别,并进而增强了半导体的表面电场[2]:

$$E_F - E_d = k_B T \ln\left\{\frac{\exp(w/k_B T) - \exp(fw/k_B T)}{g[\exp(fw/k_B T) - 1]}\right\}, \quad (2.7)$$

其中 E_F 是表面态的费米能级,E_d 是缺陷态的带底,k_B 是玻尔兹曼(Boltzmann)常数,w 是杂质能级的宽度,f 是指深的给体(能级与费米能级相距较大的给体)被电离的比率,而 g 是一个表征简并的系数.在低温生长的砷化镓薄膜中掺入一定量的硼,可以使其表面能级差由 0.65 eV 增加到 0.75 eV,从而增强太赫兹的发射.

2.1.3 光致丹倍效应和太赫兹发射

由于具有较高的载流子迁移率,窄禁带的半导体材料(比如砷化铟等)作为太赫兹波的发射源越来越受到重视.在研究不同掺杂的砷化铟材料发射太赫兹波的过程中,人们发现 n 型和 p 型砷化铟发射的太赫兹脉冲的极性是相同的,都和 n 型砷化镓材料发射的太赫兹波的极性相同.这一点不能由表面电场激发太赫兹辐射的机制来解释.越来越多的研究者相信,在砷化铟晶体表面发射太赫兹辐射的过程中作出主要贡献的并非是表面电场对光生载流子加速的过程,而是由于载流子分布不均匀造成的载流子扩散过程.这种由于表面光生电子和空穴扩散引起的电荷分离称为光致丹倍效应,如图 2-6 所示.

当光子能量高于半导体禁带能量的激光脉冲照射在半导体表面时,激发光子被半导体吸收从而产生电子和空穴对.激光激发产生的电子和空穴是一一对应的,因此在半导体中没有表现出宏观的净电荷存在.如果半导体对激光有强烈的吸收,则光生的自由载

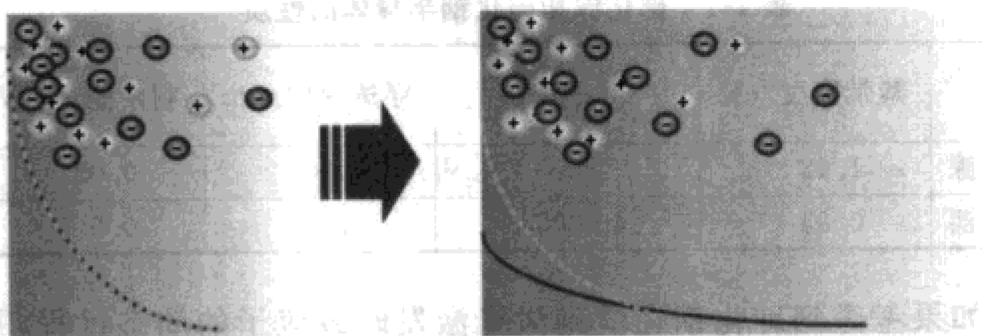


图 2-6　砷化铟表面的光致丹倍效应

当飞秒激光脉冲辐照在砷化铟表面时，激光在表层激发自由载流子. 自由载流子的密度由表面向体内呈指数衰减. 自由载流子的分布不均匀导致其向体内扩散.

流子仅仅存在于表层的附近，而且光生载流子的密度从表面向体内呈指数衰减的趋势. 由于自由载流子分布的这种强烈不对称性，导致其在整体上由表面向体内扩散，扩散速度由下式表示：

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D\frac{\partial^2 N}{\partial z^2}, \tag{2.8}$$

其中 z 是沿半导体表面法线方向的变量，D 称为扩散常数，它可以由爱因斯坦(Einstein)关系得到：$D = k_B T\mu/e$. 由式(2.8)可知，由于电子的迁移率远高于空穴，电子向体内扩散的速度就会高于空穴的扩散速度. 这样就会在半导体表面的附近产生电荷分离，形成瞬变的光致丹倍电场，并且在远场辐射出太赫兹波.

在砷化镓等宽禁带半导体表面辐射太赫兹波的过程中也存在光致丹倍效应，只不过相对于表面电场加速过程而言，光致丹倍过程对太赫兹波发射的贡献是次要的. 砷化铟与砷化镓晶体发射太赫兹脉冲的主要机制不同有以下原因：首先，在宽禁带半导体(砷化镓)中表面能级弯曲较大，因此具有较强的表面电场；其次，相比较而言，砷化铟对激发光具有更强烈的吸收，所以电荷分布的梯度更大；再次，由于砷化铟中电子受到激发后的剩余能量更高，导致其具有更高的温度. 表 2-1 比较了砷化铟与砷化镓的不同性质.

表 2-1 砷化镓和砷化铟半导体的性质

	禁带宽度/eV	电子迁移率 /$cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$	穿透深度/nm	剩余能量/eV
砷化镓	1.43	8500	1000	0.05
砷化铟	0.35	40 000	150	0.5

如果考虑到砷化铟在受到激光激发时载流子的动态过程，并且考虑到杂质载流子的影响，式(2.8)可以表示如下[3]：

$$\frac{\partial N_i(z,t)}{\partial t}=G(z,t)+\frac{\partial}{\partial z}\left(D_i(z,t)\frac{\partial N_i(z,t)}{\partial z}\right)$$
$$\pm\frac{\partial}{\partial z}[\mu_i(z,t)E(z,t)N_i(z,t)], \qquad (2.9)$$

其中 N_i 是光生载流子的浓度，i 可以是 e(电子)或 h(空穴). 而电场 E 则可以通过麦克斯韦方程表示为

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial t}=\frac{e}{\varepsilon_s\varepsilon_0}[N_h(z,t)-N_e(z,t)]. \qquad (2.10)$$

式(2.9)等号右侧第一项表示由激发光激发引起的自由载流子浓度的增加，可以表示为

$$G(z,t)=I(t)\alpha(1-R)\exp^{(-\alpha z)},$$

其中 α 是激光穿透深度的倒数，R 是在砷化铟表面的反射率；第二项是扩散的影响，与式(2.8)相同；第三项是电场引起的电荷漂移，它的正负决定于电荷的电性. 在式(2.9)和(2.10)中的电荷除了光生电子和空穴以外，还有杂质载流子.

对上述漂移和扩散方程求解，可以看到杂质载流子对太赫兹波的发射有屏蔽的作用，因此高掺杂的砷化铟发射太赫兹辐射的效率比较低. 另外由于电子的迁移率远高于空穴，所以 n 型砷化铟晶体比 p 型砷化铟晶体的屏蔽作用要强. 这导致对于同样掺杂浓度而言，p 型砷化铟晶体有更高的太赫兹发射效率. 砷化铟晶体发射太赫兹辐射的效率随掺杂浓度的变化见图 2-7.

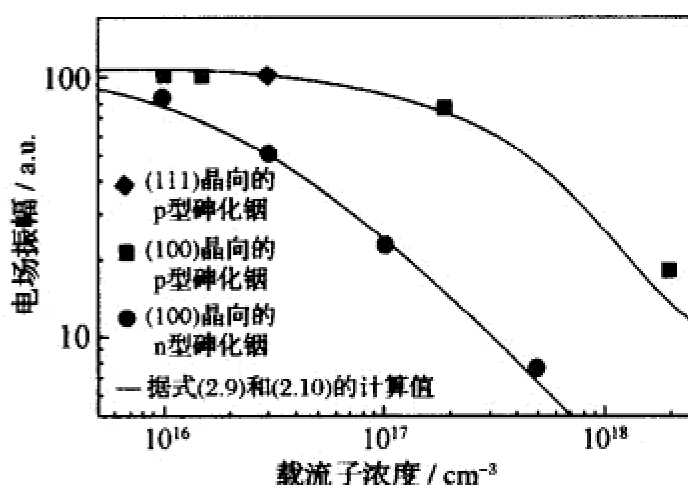


图 2-7　不同掺杂的砷化铟晶体发射太赫兹脉冲的电场振幅

§2.2　光整流和电光探测

2.2.1　光整流效应

光整流(或称光致直流电场)过程是一个二阶非线性过程. 当光场与具有二阶非线性性质的介质相互作用时,由具有同样频率的两个光子差频得到一个与光强度成正比的直流电场. 该过程由以下公式描述:

$$P(0)=\chi^{(2)}(\omega,-\omega,0)E(\omega)E^{*}(-\omega), \qquad (2.11)$$

其中 P 表示电极化强度,$\chi^{(2)}$ 表示二阶非线性极化率,ω 为基频.

如果实现光整流过程的光场是以脉冲形式存在的,光整流过程所产生的"直流"电场就是一个与光脉冲的包络有关的时间函数. 这将在介质中产生一个交变的电场,从而发射电磁波. 辐射电磁波的电场正比于该交变电磁场对时间的二阶微分:

$$E(t)\propto\frac{\partial^{2}P(0,t)}{\partial t^{2}}=\chi^{(2)}\frac{\partial^{2}I(t)}{\partial t^{2}}, \qquad (2.12)$$

其中"0"表示零频率,t 表示时间变化。当光脉冲的脉宽在皮秒或亚皮秒尺度时,辐射电磁脉冲的脉宽也在该数量级,而其频谱即处

于太赫兹波段.

我们也可以从差频的角度来理解脉冲光的光整流过程.基于海森伯(Heisenberg)不确定原理,脉冲宽度为飞秒数量级的激光脉冲中包含有较宽的频谱范围.在二阶非线性过程中,这些不同频率的光波差频产生低频的电磁脉冲.这就是太赫兹辐射.在非线性过程中的一个非常重要的因素是相位匹配.相位匹配要求参与非线性过程的各个光波的频率和波矢都要守恒.在相位匹配的条件满足时,参与非线性过程的各个频率的光波在非线性介质中才可能有比较长的作用距离,从而该非线性过程才会有较高的效率.光整流过程中的相位匹配条件表述如下:

$$\omega_{o1}-\omega_{o2}=\Omega_{THz},\quad k_{o1}-k_{o2}=k_{THz},\tag{2.13}$$

其中 ω_{o1} 和 ω_{o2} 为参与光波差频的两光波频率,k_{o1} 和 k_{o2} 分别是相应的波矢.将以上两式相除,并且注意到 $\Omega_{THz}\ll\omega_o$ 和 $k_{THz}\ll k_o$,得到

$$\frac{\partial\omega_o}{\partial k_o}=\frac{\Omega_{THz}}{k_{THz}},\tag{2.14}$$

亦即

$$v_{g,o}=v_{ph,THz}.\tag{2.15}$$

简单地说,当光脉冲的群速度等于太赫兹波的相速度时,光整流过程满足相位匹配条件.

我们也可以从另一个方面理解光整流过程的相位匹配条件.光脉冲的脉宽一般远小于太赫兹波的振荡周期.相对于太赫兹辐射,可近似地认为光脉冲是一个 δ 函数.如果忽略太赫兹脉冲的相速度和群速度的区别,则可近似地认为太赫兹脉冲的时间波形在晶体内传播的过程除了强度之外没有其他变化.这样,上述的相位匹配条件可理解为当光脉冲(作为一个波包)与太赫兹波在晶体内传播的过程中保持固定相位时,光整流过程符合相位匹配条件.

随着激发光的波长的不同,晶体中的光整流过程可以有以下几种形式:其一是当激发光的光子能量高于晶体的禁带宽度时,所发生的光整流过程是共振增强的.在这种情况下,光整流过程只发

生在晶体的吸收深度范围内，因此不受相位匹配条件的支配．其二是当激发光子能量低于禁带能量时，光整流过程可以发生在整个晶体之中．这时，相位匹配条件就会对光整流的效率起到至关重要的影响．在相位匹配条件满足时，激发光和太赫兹脉冲在晶体中同速传播，并一直保持固定的相位关系．太赫兹波的产生将随晶体厚度的增加而不断加强．其三是如果相位匹配条件得不到满足，由光整流过程产生的太赫兹波只能在非常薄的一段晶体中得以加强．在此之后产生的太赫兹辐射由于相位不匹配而互相抵消．只有在晶体的两个表面产生的太赫兹脉冲得以存在．与此同时，由于太赫兹波和激发光的传播速度的不同，这两个脉冲随着晶体厚度的增加将会发生分离．当晶体足够厚时，将会出现在晶体两个表面，形成双脉冲的情形．图 2-8 表示在碲化镉晶体中的光整流过程随激发光的波长的变化，其中可以清楚地看到以上三个区域．

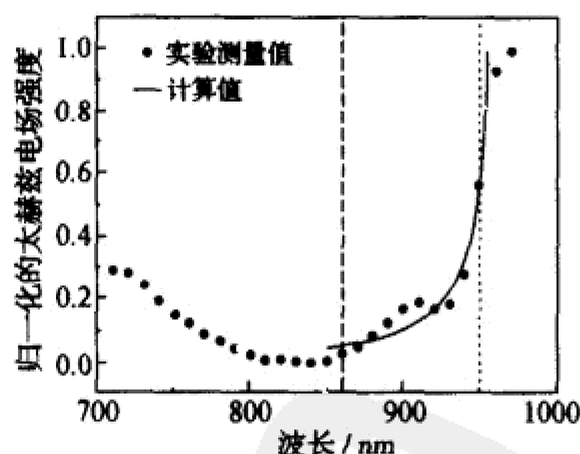


图 2-8　光整流机制激发的太赫兹电场强度随激发光波长的变化

该实验使用的非线性晶体是(110)晶向的碲化镉．图中，竖直虚线表示激发光的光子能量等于晶体的禁带宽度．在虚线左侧的区域，激发光处于共振吸收状态，不受相位匹配影响；在虚线和点虚线中间的区域，由于强的色散，光整流过程是非相位匹配的，太赫兹的产生出现双脉冲现象；而点虚线右侧的区域表示在晶体厚度范围内，光整流过程是近似满足相位匹配的．

对于常用的钛宝石激光器，其中心波长一般在 800 nm 左右．在这种条件下，碲化锌晶体在太赫兹波产生过程中具有很好的相

位匹配.碲化锌晶体属于闪锌矿结构,它的二阶非线性系数张量 $\boldsymbol{d}$ 可以表示如下:

$$d_{il}=\begin{pmatrix}0&0&0&d_{14}&0&0\\0&0&0&0&d_{14}&0\\0&0&0&0&0&d_{14}\end{pmatrix}. \tag{2.16}$$

当一个线偏振的光场通过该非线性晶体时,由光整流过程产生的非线性电极化强度矢量 $\boldsymbol{P}$ 可以表示为

$$\begin{pmatrix}P_x\\P_y\\P_z\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}0&0&0&d_{14}&0&0\\0&0&0&0&d_{14}&0\\0&0&0&0&0&d_{14}\end{pmatrix}\begin{pmatrix}E_x^2\\E_y^2\\E_z^2\\2E_yE_z\\2E_zE_x\\2E_xE_y\end{pmatrix}, \tag{2.17}$$

其中 x, y, z 是以晶体的晶格定义的坐标轴,分别代表[100],[010]和[001]三个晶轴方向(简称晶向).如果仅考虑正入射的情况,在(100),(110)和(111)三种晶体中产生太赫兹辐射的电场强度的幅值和偏振方向分别是[4]:

$$|E_{\mathrm{THz}}|=0 \quad (对(100)晶体); \tag{2.18}$$

$$\begin{cases}|E_{\mathrm{THz}}|\propto d_{14}E^2[\sin^2\theta(1+3\cos^2\theta)]^{1/2},\\ \phi=\arctan(2\cot\theta) \quad (对(110)晶体);\end{cases} \tag{2.19}$$

$$|E_{\mathrm{THz}}|\propto d_{14}E^2, \quad \phi=-2\theta \quad (对(111)晶体), \tag{2.20}$$

其中 θ 是激发光的偏振方向与晶体标定轴的夹角.在(110)和(111)晶体中,晶体标定轴分别定义为[0, 0, 1]和[−1, −1, 2]轴.ϕ 是被激发的太赫兹电场的偏振方向与晶体标定轴的夹角.晶体标定轴与水平方向的夹角称为晶体的方位角.图 2-9 表述了当入射激发光的偏振方向是水平偏振时,太赫兹脉冲电场与晶体方位角的函数关系.

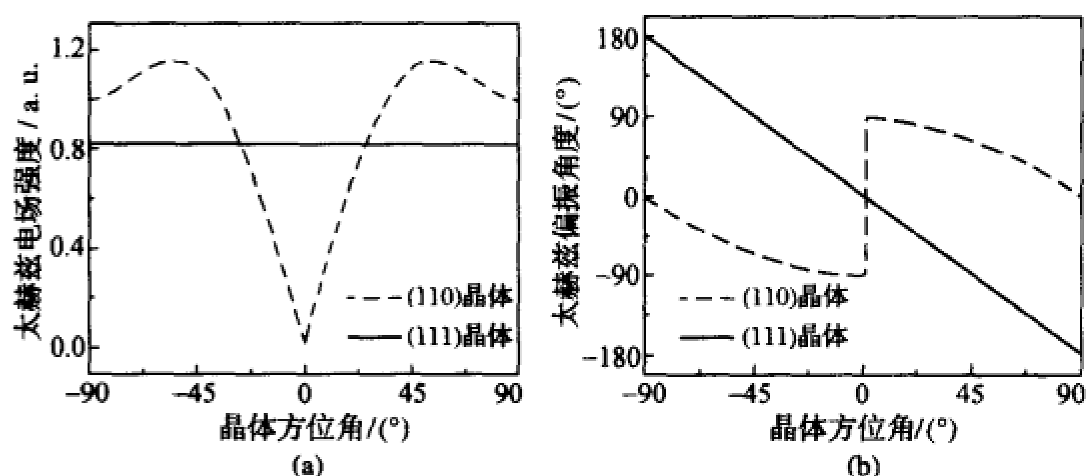


图 2-9 光整流机制激发的太赫兹辐射与激发光偏振方位角的关系

激发光以垂直于晶体的方向入射.(a) 是太赫兹幅值与方位角的关系；而(b) 是太赫兹偏振角度与方位角的关系.图中各个角度均为与$(1\bar{1}0)$晶体的夹角.

2.2.2 电光检测

电光检测可以看做光整流的逆过程，它们具有相似的相位匹配条件.在电光检测中，线偏振的探测光与太赫兹辐射共线地通过具有电光效应的晶体.太赫兹辐射的电场改变了晶体的折射系数，从而使得晶体具有双折射的性质.因此线偏振的探测光在与太赫兹电场发生作用后，其偏振性质变为椭圆偏振.测量探测光的椭偏度即能获得太赫兹辐射的电场强度.由于太赫兹辐射和探测光都具有脉冲的形式，而且在实验中探测光的脉冲宽度远短于太赫兹脉冲的振荡周期，改变探测脉冲和太赫兹脉冲之间的时间关系，就可以利用探测脉冲的偏振变化将太赫兹辐射的时间波形描述出来.

对一块具有闪锌矿结构的电光晶体而言，电场对晶体折射率椭球的调制可以由以下形式描述：

$$\frac{x^2+y^2+z^2}{n_0^2}+2\gamma_{41}E_xyz+2\gamma_{41}E_yzx+2\gamma_{41}E_zxy=1, \tag{2.21}$$

其中 n_0 是晶体在未加电场时的折射率，x,y,z 是折射率椭球的三个坐标分量. E_x,E_y,E_z 分别是太赫兹电场的相应分量，γ_{41} 是晶体的线性电光系数，它具有和二阶非线性系数张量同样的对称形式. 由太赫兹电场引起的探测光偏振变换可以由探测光不同偏振分量的相位延迟 Γ 来衡量：

$$\Gamma = \frac{2\pi d}{\lambda}\Delta n, \tag{2.22}$$

这里 Δn 是由太赫兹电场引起的折射率椭球长轴和短轴折射率之差，d 是电光晶体的厚度. 在正入射的情况下，探测光在(100)，(110)，(111)三种晶体中获得的相位延迟分别为

$$\Gamma = 0 \quad (\text{对(100) 晶体}); \tag{2.23}$$

$$\Gamma = \frac{\pi d n_0^3 \gamma_{41} E}{\lambda}\sqrt{1+3\sin^2\phi} \quad (\text{对(110) 晶体}); \tag{2.24}$$

$$\Gamma = \frac{\pi d n_0^3 \gamma_{41} E}{\lambda}\sqrt{\frac{8}{3}} \quad (\text{对(111) 晶体}). \tag{2.25}$$

在线性电光效应中，电场所导致的相位延迟是与所施加的电场强度成正比的. 一种电光晶体的线性电光效率可以由它的半波电场 E_π 来衡量. E_π 的定义是在单位厚度的晶体中产生 π 相位延迟所需的最小电场强度. 太赫兹电场在电光晶体中所导致的最大相位延迟可以表示为

$$\Gamma = d\pi E_{THz}/E_\pi, \tag{2.26}$$

其中 d 是晶体的厚度. 表 2-2 给出了不同晶体在电光效应中的性质[5].

表 2-2　五种闪锌矿结构电光晶体的性质

	碲化锌	砷化镓	磷化铟	磷化镓	硫化锌
E_π(晶体厚 1 mm)/kV·cm^{-1}	89.0	161	153	252	388
场灵敏度/mV·cm^{-1}·Hz$^{-1/2}$	3.20	5.80	5.51	9.07	12.2
噪声等效功率/10^{-16}W·Hz^{-1}	0.27	0.89	0.80	2.2	5.2

(续表)

	碲化锌	砷化镓	磷化铟	磷化镓	硫化锌
横光学声子频率/THz	5.3	8.0	10.4	11.0	10.8
$\sqrt{\epsilon}$(ϵ为介电常数)	3.18	3.63	3.54	3.34	2.88
折射率 n	2.85	3.63	3.54	3.18	2.32
相位匹配波长/nm	822	1405	1230	1030	470

对探测光偏振的测量有两种主要形式,即平衡测量和消光测量.平衡检测模式的原理表述在图 2-10 中.在平衡测量模式中,线偏振的探测光在经过电光晶体后,先利用 1/4 波片将其转化成圆偏振光.然后再利用偏振棱镜将该圆偏振光分成等值的两个互相垂直的偏振分量.在没有太赫兹电场时,这两个偏振分量是平衡的.因此,测量两个偏振分量光强之差时所得的信号 $S=0$.当有太赫兹波存在时,太赫兹电场就会引起探测光的相位延迟,从而破坏该平衡,因此有 $S\neq 0$.图 2-11 表述了在(110)和(111)晶向的电光晶体中由太赫兹电场引起的探测光的相位延迟与晶体方位角的关系.

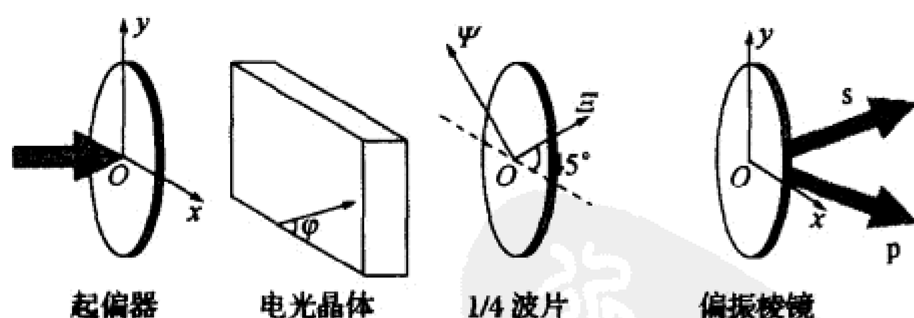


图 2-10 电光检测的平衡检测模式的原理图

该系统由一个起偏器、一块 1/4 波片、一个偏振棱镜和一对平衡的光电探测器(不在图中)组成.这是一个非常灵敏的偏振检测系统,用来测量太赫兹电场对探测光偏振的改变.

在平衡检测中所测得的信号S和场致相位延迟的关系可以由

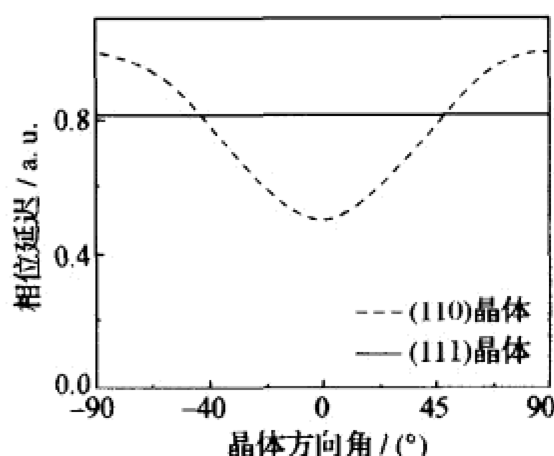


图 2-11 电光检测的相位延迟与晶体方位角的关系

相位变换矩阵推导得出来：

$$S = I_0 \sin 2\phi \sin \Gamma \approx I_0 \Gamma \sin 2\varphi, \tag{2.27}$$

其中 I_0 是探测光的强度，φ 是探测光的偏振方向和太赫兹电场导致折射率椭球长轴之间的夹角. 式(2.27)显示，在平衡检测模式下测量信号正比于太赫兹电场.

在消光检测的系统中，线偏振的探测光在经过电光晶体后经过一个与其偏振方向垂直的检偏器. 太赫兹脉冲的电场改变了探测光的偏振状态，使其具有与检偏器偏振方向相同的分量. 在检偏器后面测量的信号有下面的形式：

$$S = I_0 \left(\sin 2\phi \sin \frac{\Gamma}{2} \right)^2 \approx \frac{1}{4} I_0 \Gamma^2 \sin^2 2\phi. \tag{2.28}$$

上式显示出消光检测中的信号强度正比于太赫兹电场的平方.

以上是对理想消光检测情况的描述；在实际的实验里，电光晶体中往往因为剩余应力的存在而具有微弱的双折射性质. 这一双折射性质导致探测光产生相位延迟 Γ_0. 在这种情况下，式(2.28)可以写为

$$S = \frac{1}{4} I_0 (\Gamma + \Gamma_0)^2 \sin 2\varphi. \tag{2.29}$$

当 $\Gamma_0 \gg \Gamma$ 成立时，该式可以简化为

$$S = \frac{1}{2} I_0 I \Gamma_0 \sin^2 2\varphi, \tag{2.30}$$

同样有信号和太赫兹电场的正比关系.

2.2.3 宽带太赫兹辐射的发射和探测

在利用非线性晶体产生和探测太赫兹脉冲的过程中，太赫兹辐射的频谱范围主要受到三个因素的限制：其一是非线性晶体的响应速度；其二是激发光脉冲所包含的频率范围或激光的脉冲宽度；其三是由相位匹配条件所限制的相干频谱范围. 在太赫兹脉冲产生和探测中使用的非线性晶体的响应速度一般远远高于太赫兹辐射的振荡频率，因此在太赫兹辐射的产生和探测过程中非线性晶体的响应速度可以近似认为是无限大的. 要产生和探测更宽频带的太赫兹辐射（频率高到几十太赫兹）需要使用更短脉宽的激光脉冲进行激发，这是因为：从一个方面讲，只有使用更短的激光脉冲才能够产生和探测振荡周期更窄的电磁振荡；从另一方面讲，短脉冲包含有更宽的频率范围. 在实际的脉冲太赫兹装置中，主要限制太赫兹谱宽的是相位匹配条件. 在式(2.15)中提到，光整流过程的相位匹配条件是太赫兹波的相速度等于光脉冲的群速度. 然而，由于非线性晶体的色散，并非所有频率的太赫兹波都能够满足相位匹配条件. 以碲化锌晶体而言，2 THz 的波和 800 nm 波长的激光在光整流过程中满足相位匹配条件. 因此该频率的太赫兹波能够随着碲化锌晶体厚度的增加而得到加强. 然而，偏离该频率的太赫兹波则处于相位失配状态. 当碲化锌晶体超过一定厚度时，由于光脉冲和太赫兹波的速度不同，导致在激光脉冲与太赫兹脉冲之间发生时间位移. 太赫兹波与激光脉冲之间的时间位移可以由以下公式表示[6]：

$$\tau(\Omega) = \frac{n_g(\lambda_0) - n(\Omega)}{c} d, \tag{2.31}$$

其中 λ_0 是激光的中心波长，Ω 是太赫兹波的频率，c 是真空中的光速，d 是晶体的厚度. 由于时间位移的存在，光与太赫兹波的作用并

非永远发生在同样的太赫兹场强下. 以电光检测过程为例，太赫兹波对探测光偏振的调制是太赫兹电场在时间位移中的平均效果，由下式表示：

$$G(\Omega)=\frac{t(\Omega)}{\tau(\Omega)}\int_0^{\tau}\exp(\mathrm{i}2\pi\Omega t)\mathrm{d}t$$
$$=t(\Omega)\frac{\exp[\mathrm{i}2\pi\Omega\tau(\Omega)]-1}{\mathrm{i}2\pi\Omega\tau(\Omega)}, \qquad (2.32)$$

式中 $t(\Omega)$ 表示太赫兹波在晶体表面的透过率，由非涅耳公式确定. $2\pi\Omega\tau(\Omega)$ 是光整流效应和电光效应的相位失配因子. 该因子的值越小，在太赫兹脉冲的产生和探测过程的相位匹配越好，其中 $\tau(\Omega)$ 正比于晶体的厚度，因此薄的电光晶体具有更宽的太赫兹频率响应. 另外，该相位失配因子还与晶体中太赫兹波相速度与光波群速度的差值有关. 光波的群折射率在选定激发光波长的情况下是固定的，因此主要决定太赫兹波和光波作用强度的是太赫兹波的相折射率随频率的变化 $n(\Omega)$. 太赫兹波相折射率作为频率的函数，可以由晶体的光学声子的性质来获得[7]：

$$n(\Omega)=\sqrt{\left[1+\frac{(\hbar\Omega_{\mathrm{LO}})^2-(\hbar\Omega_{\mathrm{TO}})^2}{(\phi\Omega_{\mathrm{TO}})^2-(\hbar\Omega)^2-\mathrm{i}\hbar\gamma\Omega}\right]\varepsilon_{\infty}}, \qquad (2.33)$$

式中 $\hbar$ 是普朗克(Planck)常数，Ω_{TO} 是晶体横光学声子的振荡频率，而 Ω_{LO} 则是晶体纵光学声子的振荡频率，γ 是谐振子的衰减系数，ε_{∞} 则是晶体的高频介电常数. 表 2-3 给出了碲化锌和磷化镓晶体的性质. 图 2-12 显示了在探测光的波长为 800 nm 时，不同厚度的碲化锌晶体探测太赫兹辐射的频率响应.

表 2-3 碲化锌与磷化镓晶体的电子和光学性质

	$\hbar\Omega_{\mathrm{TO}}/\mathrm{cm}^{-1}$	$\hbar\Omega_{\mathrm{LO}}/\mathrm{cm}^{-1}$	γ/cm^{-1}	ε_{∞}	C	群速折射率 (λ=835 nm)
碲化锌	177	206	3.01	6.7	−0.07	3.224
磷化镓	367.3	403.0	4.3	9.075	−0.47	3.556

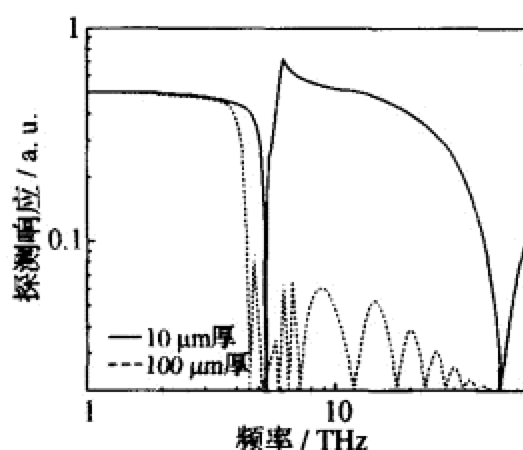


图 2-12 厚度不同的碲化锌晶体在以电光探测模式探测太赫兹辐射时的频率响应

在太赫兹波的探测过程中，不但太赫兹波和光波之间的相互作用强度是随频率变化的，而且晶体的电光系数也是频率的函数：

$$\gamma_{41}(\Omega) = \gamma_e\left\{1 + C\left[1 - \frac{(\hbar\Omega)^2 - i\eta\Omega\gamma}{(\hbar\Omega_{To})^2}\right]^{-1}\right\}, \quad (2.34)$$

其中 γ_e 是晶体在中远红外波段的纯电光系数，是一个与波长无关的常数；C 是晶体的 Faust-Henry 系数，C^{-1} 表示在直流电光效应中电子贡献和离子贡献的比率. 而在电光探测中晶体对太赫兹电场的响应则等于 Gr_{41}.

2.2.4 频率下转换的太赫兹波发射

与天线发射类似，利用非线性晶体也可以使两束具有一定差频的激光发生频率下转换，并产生太赫兹辐射. 因为非线性过程需要较高的激光功率，频率下转换所采用的激光源一般不是连续激光而是调 Q 的纳秒激光.

基于频率下转换的太赫兹发射可以分为共线相位匹配和非共线相位匹配两种工作模式. 在铌酸锂晶体中通过频率下转换产生太赫兹波的过程在泵浦光、闲频光和太赫兹辐射三者非共线时实现相位匹配. 在这种装置中太赫兹辐射从晶体的侧面输出. 通过改变入射光

的入射角，可以调谐输出太赫兹的频率. 采用设置闲频光的共振腔或输入闲频光的手段，可以获得太赫兹的参量发生器和参量放大器. 图2-13是一台太赫兹波参量发生器的示意图.

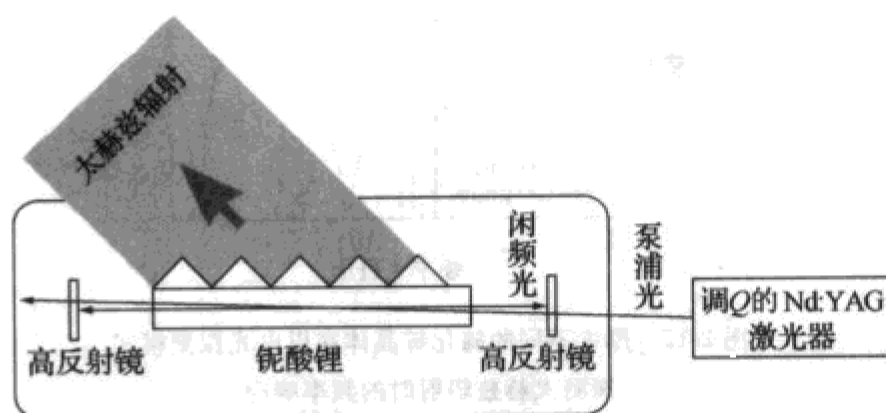


图2-13 太赫兹参量发生器的示意图

太赫兹参量发生器以一台调Q的Nd：YAG激光器作为泵浦源，铌酸锂晶体作为非线性介质. 泵浦光、闲频光和太赫兹波在非共线的情况下满足相位匹配条件. 太赫兹波由晶体的侧面发射，晶体侧面的棱镜结构帮助太赫兹辐射避免全内反射从而耦合到自由空间. 晶体两端安装的闲频光的腔镜帮助提高非线性效率.

有些晶体(比如硒化镓)具有很强的双折射性，激光和太赫兹辐射可以在其中满足共线的相位匹配，从而获得正面输出的太赫兹辐射.

§2.3 利用空气产生和探测太赫兹脉冲

2.3.1 空气中产生太赫兹脉冲

§2.2讨论了太赫兹脉冲可以通过非线性过程产生和探测. 事实上，太赫兹波可以在各种非线性介质中产生，比如半导体、有机非线性晶体、聚合物甚至金属表面. 在以上各种介质中产生的太赫兹脉冲都是基于介质的二阶非线性性质. 然而，对于空气等各向同性的物质而言，它们的偶数阶非线性系数为零，因此在空气中发生

的最低阶非线性过程为三阶非线性过程. 太赫兹辐射和光波可以在空气中发生如下式所描述的四波混频过程：

$$(2\omega + \Omega_{THz}) - \omega - \omega - \Omega_{THz} = 0, \tag{2.35}$$

其中 ω 代表基频光的频率，2ω 是倍频光的频率，Ω_{THz} 代表太赫兹频率.

图 2-14 给出了利用四波混频过程在空气中产生太赫兹脉冲的实验装置图[8]. 实验使用 800 nm 波长的飞秒激光作为基频的激发光. 为了获得较高的非线性效率，在实验中所使用的是飞秒激光放大器，其单脉冲能量大约是 0.5 mJ. 在图 2-14(a)中，800 nm 波长的飞秒激光被透镜聚焦在空气中，并且通过下式所述的参量过程产生太赫兹辐射：

$$\begin{cases} \Omega_{THz} + 2\omega = \omega + (\omega + \Omega_{THz}), \\ \omega + \omega + \Omega_{THz} = (2\omega + \Omega_{THz}), \end{cases} \tag{2.36}$$

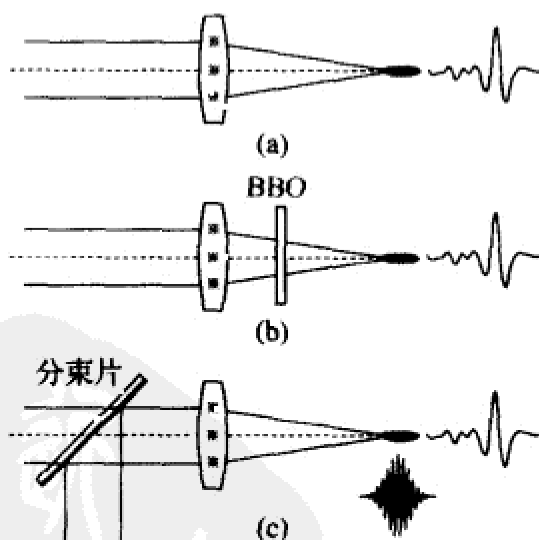


图 2-14　在空气中产生太赫兹脉冲的实验装置图

(a) 将单频飞秒激光聚焦在空气中通过三阶非线性过程产生太赫兹辐射. (b) 在(a)中的激光焦点前面安装 BBO 晶体产生二倍频激光，太赫兹脉冲由基频和倍频光共同产生. (c) 将基频光和倍频光经不同的光路后通过双色分束片汇合并产生太赫兹辐射.

式中等号左侧的频率为参量过程产生的频率，而右侧的频率为激发该过程的源频率. 由于空气的色散很低，各个波长的激光都可以通过该过程产生太赫兹脉冲. 图 2-15 中分别显示了使用 800，400 nm 激光在空气中产生的太赫兹脉冲的时间波形，该脉冲是通过碲化锌晶体由电光效应检测的. 可见，利用这两种波长的飞秒激光均能够产生太赫兹脉冲.

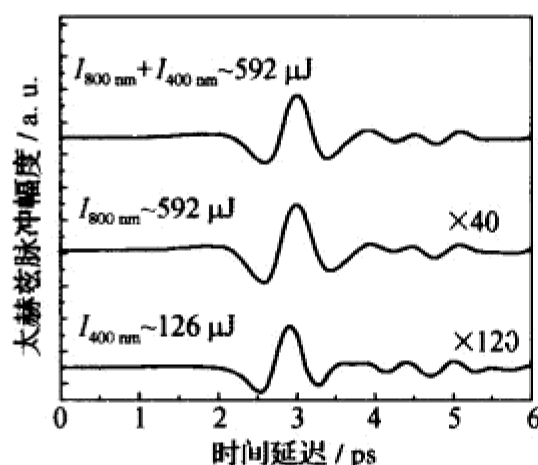


图 2-15　在空气中产生的太赫兹脉冲

由上至下：由 800，400 nm 激光共同产生的太赫兹脉冲、由 800 nm 激光单独产生的太赫兹脉冲以及由 400 nm 激光单独产生的太赫兹脉冲.

图 2-14(b)改变了(a)中的装置，在 800 nm 激光的焦点之前放置了一块 BBO 晶体，用以产生二倍频的 400 nm 波长激光. 这样，在激光的焦点之处将有 800，400 nm 激光同时存在，它们通过如下的混频混频过程产生太赫兹辐射：

$$\Omega_{\mathrm{THz}} = (2\omega + \Omega_{\mathrm{THz}}) - \omega - \omega. \tag{2.37}$$

图 2-15 中同时显示了由该机制产生的三种太赫兹脉冲. 可见，同时输入基频光和倍频光，可以使得太赫兹波的发射效率发生数量级的提高.

空气的三阶非线性系数非常低，在 20℃时只有 $\chi^{(3)} = 1.68 \times 10^{-25}\,\mathrm{m^2/V^2}$[9]. 因此，由空气产生太赫兹辐射的效率比较低. 为了产生高强度的太赫兹辐射，需要采用亚毫焦能量的飞秒激光

脉冲在焦点处电离空气，从而提高空气的非线性效率. 图 2-16(a)，(b)分别给出了发射的太赫兹电场强度与基频激发光和倍频激发光功率密度的关系. 在图 2-16(a)中当基频激发光功率低于55 mW时，太赫兹脉冲的电场强度与激发光功率关系曲线的斜率明显低于高激发功率的情况. 这表明在太赫兹脉冲发射过程中存在激发功率的阈值，这一阈值是由于激光电离空气造成的. 在图2-16(b)中没有出现阈值，这是因为其中固定强度的 800 nm 激光已经可以电离空气. 在激发阈值以上，太赫兹电场与 800 nm 激光的功率成正比，而与 400 nm 激光功率的平方根成正比. 这是符合式(2.35)中所表示的四波混频过程的，太赫兹脉冲的电场可以表示为

$$E_{\mathrm{THz}} \propto \chi^{(3)} I_{\omega} \sqrt{I_{2\omega}}, \tag{2.38}$$

利用图 2-14(b)中所示的装置可以激发场强非常高的太赫兹辐射，其电场强度可以达到 100 000 V/cm. 然而由于 800，400 nm 激光在空气中存在色散，因此这两个频率的激发光在传播过程中的相位关系会产生变化，从而影响太赫兹脉冲的发射. 利用图 2-14(c)中所示的系统可以独立地调整 800，400 nm 激发光的相位关系、偏振

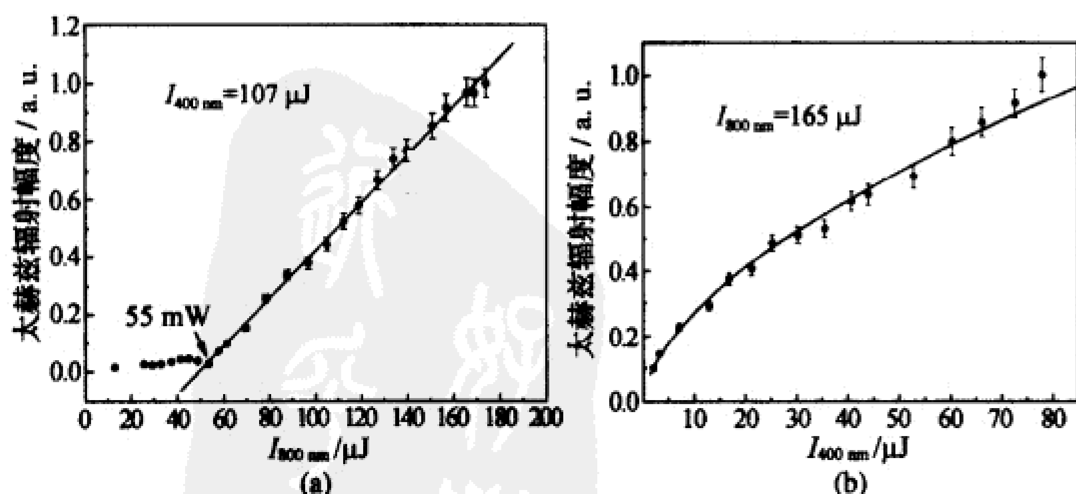


图 2-16　在 800，400 nm 激光共同产生太赫兹辐射的过程中太赫兹电场强度与 800 nm 激光(a)以及 400 nm 激光(b)光强的关系

和功率等性质.在该系统中,400 nm 激光在倍频之后被从 800 nm 激光中分离出来.两束光经过不同的延迟光路后再会合聚焦在空气中,这样就可以分别对两束激光进行调节而不会互相影响.

图 2-17 显示了在各种不同的激发偏振情况下,由空气所发射的太赫兹脉冲峰值电场与 800,400 nm 激光之间时间延迟的关系.由图中可见,当两个频率的激发光都是同方向偏振的情况下,所产生的太赫兹电场最强,而且太赫兹波的偏振方向与激发光的偏振方向相同.太赫兹脉冲的峰值电场是随着两个频率激发光之间的时间延迟而振荡的.该电场在两个激发光脉冲完全重叠时达到最强,而在其两侧则随着两脉冲的分离而减小.太赫兹脉冲峰值电场随两激发光脉冲时间延迟变化的包络宽度与激光的脉宽相当.图 2-18 放大了图 2-17 中的振荡结构.太赫兹电场与两束激发光之间相位的关系可以由下式描述:

$$E_{\mathrm{THz}}(t) \propto \chi^{(3)} E_{2\omega}(t) E_{\omega}^{*}(t) E_{\omega}^{*}(t) \cos\varphi, \tag{2.39}$$

其中的相位参数 $\varphi=k_{2\omega}\Delta l$($\Delta l$ 为 800,400 nm 激光脉冲之间的延迟量)表示两个频率的激发光之间的相位变化.太赫兹电场与两激发光之间的余弦相位关系在图 2-18 中被实验所证实.

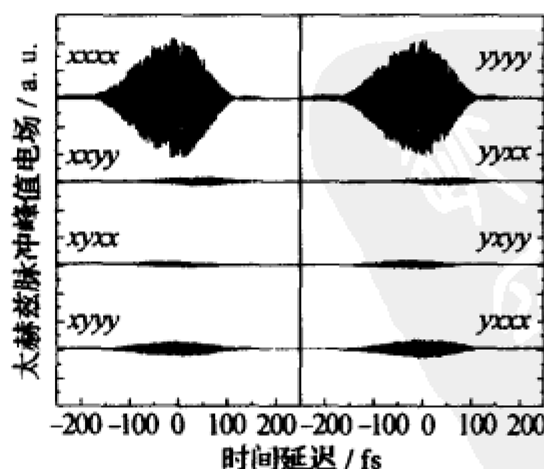


图 2-17 不同偏振情况下产生的太赫兹脉冲的峰值电场随 800,400 nm 激光脉冲之间的时间延迟的变化

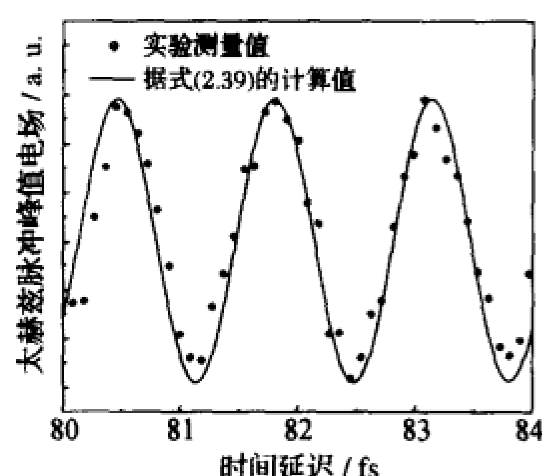


图 2-18　对图 2-17 中太赫兹脉冲峰值电场振荡在时间延迟上的展开

图 2-18 表明在当两束激发光之间的延迟变化为 400 nm 激光的半个周期时，所发射的太赫兹脉冲电场的极性就会发生反转. 图 2-19 显示了当两频率的激发光之间的时间延迟为 667 as($1\ \mathrm{as}=10^{-18}\ \mathrm{s}$)时，由碲化锌晶体所测得的太赫兹脉冲时间波形的极性完全相反，证实了式(2.39)中的结果.

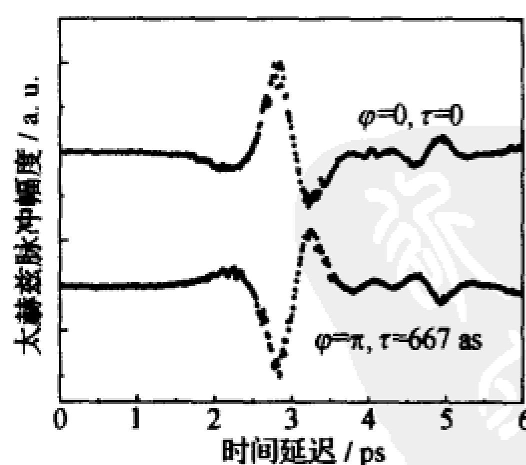


图 2-19　时间延迟为 667 as(400 nm 激光振荡的半个周期)的两个太赫兹脉冲的时间波形

2.3.2 利用空气探测太赫兹辐射

根据太赫兹辐射产生和探测过程互逆的性质，可以采用式(2.37)的逆过程利用空气的三阶非线性性质来探测太赫兹电场．图2-20中显示了利用空气产生并探测太赫兹辐射的实验装置图[10]，其中太赫兹脉冲的发射与图 2-14(b)中所示的装置相同．在探测太赫兹辐射时，将 800 nm 的探测激光与太赫兹脉冲同时聚焦在空气中．在四波混频过程中太赫兹辐射与 800 nm 激光可以产生 400 nm 波长的光：

$$I_{s,2\omega}=\left|E_{s,2\omega}\right|^2\propto\left|\chi^{(3)}E_{\mathrm{THz}}(\tau)E_{\omega}E_{\omega}\right|^2 \propto I_{\mathrm{THz}}(\tau)I_{\omega}^2. \tag{2.40}$$

可见，二倍频光的强度正比于太赫兹波在特定延迟时刻的光强．

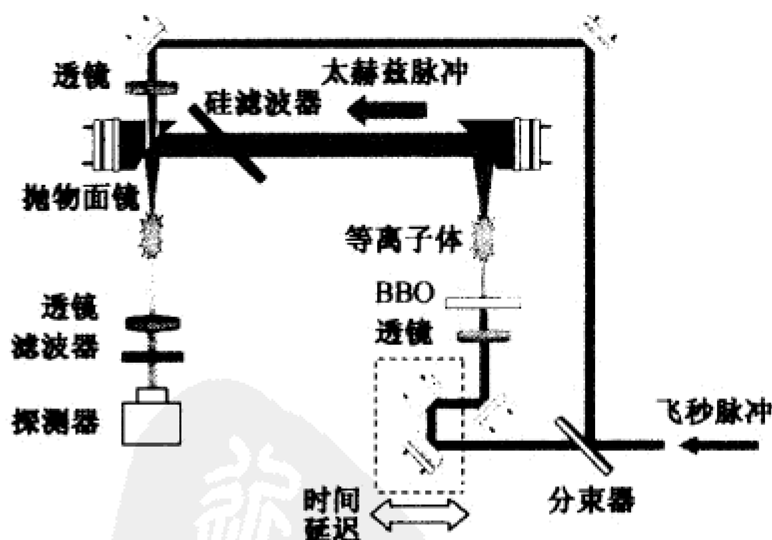


图 2-20 利用空气产生和探测太赫兹脉冲的实验装置图

探测由太赫兹波产生的二倍频光的强度随泵浦和探测激光脉冲之间的时间延迟关系，即可得到太赫兹脉冲光强随时间的变化．图 2-21(a)对比了利用空气测量的太赫兹脉冲和利用碲化锌晶体通过二阶非线性光程探测的太赫兹脉冲的时间波形．可见，空气作为太赫兹脉冲的探测器，可以反映太赫兹脉冲真实的时间波形．图

2-21(b)对比了利用空气测量和碲化锌晶体测量的太赫兹脉冲的光谱,空气测量可以获得更多的高频信息.

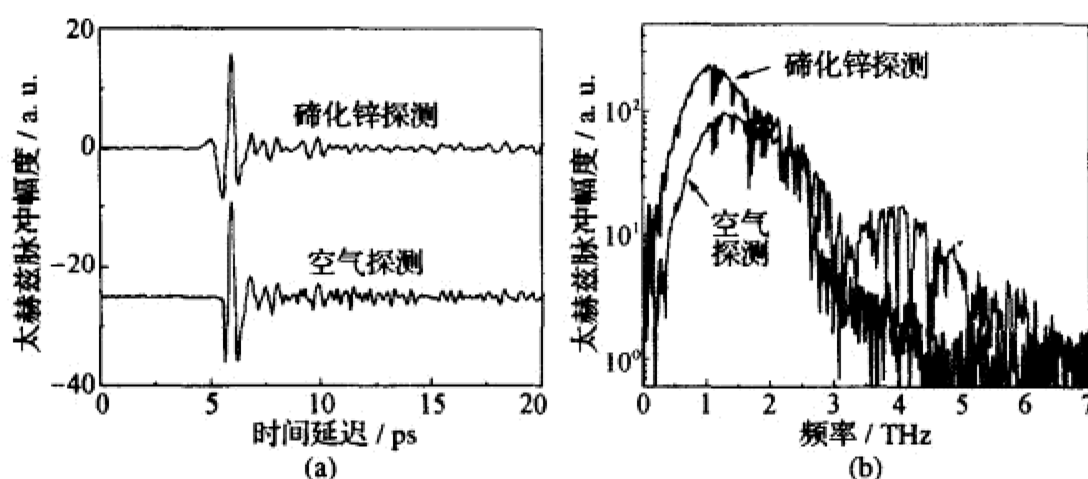


图 2-21　对比利用空气和碲化锌晶体探测的太赫兹脉冲的时间波形(a)及其频谱(b)

由图 2-21(a)中所示的利用空气测量的太赫兹脉冲时间波形可以看到,空气所探测的太赫兹信号并非正比于碲化锌所测量太赫兹信号的平方,而是与其本身相似.这说明空气所探测的是太赫兹辐射的电场而非辐射功率.对于太赫兹脉冲电场的测量,是由于下式中所产生的二倍频光与背景中存在的相干同频率辐射发生零差探测所引起的.该零差探测过程可描述为

$$I_{2\omega} \propto E_{2\omega}^2 = (E_{s,2\omega} + E_{Lo,2\omega})^2 = E_{s,2\omega}^2 + E_{Lo,2\omega}^2 + 2E_{S,2\omega}E_{Lo,2\omega}\cos\varphi, \tag{2.41}$$

其中

$$E_{Lo,2\omega} \propto \chi^{(2)} E_\omega E_\omega = \chi^{(2)} I_\omega \tag{2.42}$$

是由探测光在光学元件或空气中通过二阶(或高阶)非线性过程产生的二倍频辐射,在零差探测过程中称为本地振荡.$\chi^{(2)}$是本地振荡中非线性介质的二阶非线性系数,在一般的情况下它远大于空气的三阶非线性系数.将式(2.41)中各项合并,可以得到

$$I_{2\omega} \propto I_{\omega}^2 [\chi^{(3)2} I_{THz} + \chi^{(2)2} + 2\chi^{(2)}\chi^{(3)} E_{THz}\cos\varphi], \quad (2.43)$$

其中等号右侧第一项正比于太赫兹辐射的光强 I_{THz}. 由于它正比于空气中三阶非线性系数的平方 $\chi^{(3)2}$，因此与后面两项相比可以忽略；第二项与太赫兹电场 E_{THz} 无关，所以在输入锁相放大器后被滤波器滤除而不被探测；第三项是在测量中被检测的部分. 在测量中由锁相放大器所探测的信号是

$$S \propto 2\chi^{(2)}\chi^{(3)} I_{\omega}^2 E_{THz}. \quad (2.44)$$

可见，所探测的信号是正比于太赫兹脉冲电场的. 因此，通过零差测量的机制，利用空气作为太赫兹脉冲探测器可以完全描述太赫兹辐射的电场随时间的变化(包括振幅和相位). 图 2-22(a)和(b)分别表示了在太赫兹脉冲探测过程中所测量的二倍频光的信号与探测光光强以及太赫兹电场的关系. 在图 2-22(a)中可以看到，在探测光的光强达到空气的电离阈值以前，系统所测量的信号与探测光的光强的平方成正比. 在空气发生电离后，由于电离对探测激光光强的损失以及空气电离造成的色散的影响，系统所测量的信号低于由探测光光强的平方所预言的值. 图 2-22(b)中显示了太赫兹电场与系统响应的线性关系，验证了式(2.44).

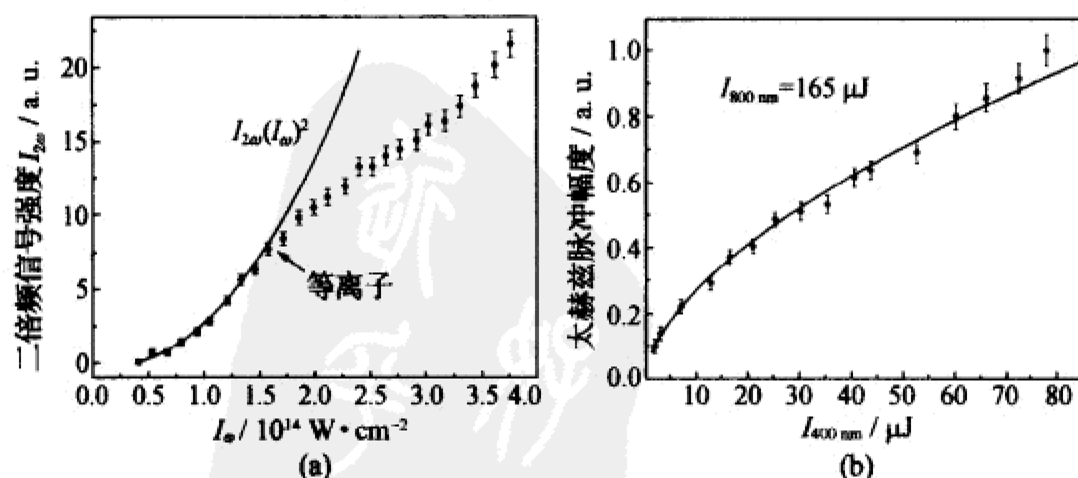


图 2-22 在零差测量中测得的二倍频信号与探测光光强(a)以及太赫兹脉冲电场强度(b)的关系

§2.4　其他太赫兹波发射器

2.4.1　反波管

反波管是一种从微波技术发展而来的真空电子管,它的太赫兹波发射原理见图 2-23. 在反波管的一端是一个电子枪(阴极). 电子枪发射的电子束由高压电场加速向反波管的另一端(阳极)高速运动. 在电子枪和阳极之间有一个周期分布的电极组成的电子减速系统. 这一周期分布的电极形成一个周期分布的电势场,使得电子在其中形成周期分布的电子包. 这一过程产生电磁辐射. 当电子通过该减速系统时,高速电子被该电磁场减速,从而将其携带的动能将转化为电磁能量. 电磁场沿电子运动方向相反的方向传播并得到放大,最后由靠近阴极的波导将其耦合出去. 因此,这一装置被称为反波管. 反波管发射电磁波的频率是由其减速系统的周期和电子速度决定的. 在反波管的操作过程中,可以通过改变反波管的加速电压来调谐它的输出频率. 反波管的输出频率应正比于电压的平方根.

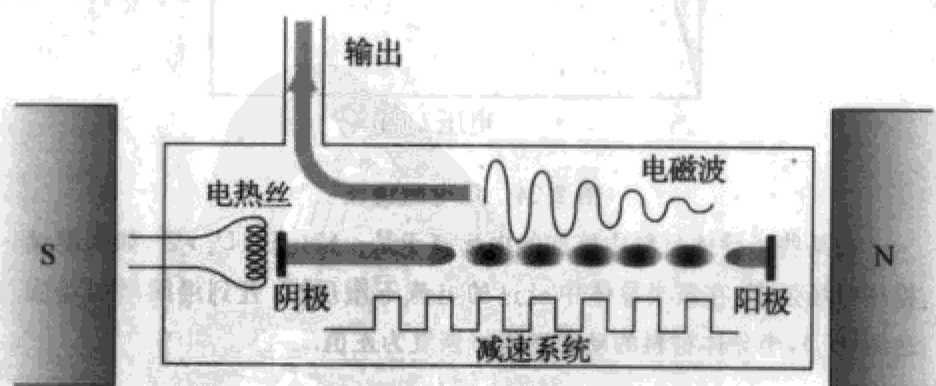


图 2-23　反波管的结构示意图

由阴极发射的电子束在电场加速下向阳极运动. 在运动中,电子束通过由周期分布的电极组成的减速系统. 在此,电子将动能传递给电磁场. 电磁波在电子束流的逆向得到增益并由阴极附近的波导管耦合出反波管. 在反波管中有沿轴向的磁场,用于约束电子束.

2.4.2 耿氏二极管振荡器和倍频器

耿氏二极管振荡器的工作原理基于一种称为负电阻振荡的效应. 对电阻的定义可以有两种形式: $R=U/I$ 或 $r=\partial U/\partial I$(U 为电压,I 为电流),其中 R 称为静态电阻,而 r 称为动态电阻. 如果物质的电流-电压关系呈线性,它的静态电阻与动态电阻相同;也就是说,该物质的电流-电压关系满足欧姆定律. 然而并非所有物质的电流-电压关系都满足欧姆(Ohm)定律,比如二极管的电流-电压关系就不是线性的. 目前观测到的所有物质的静态电阻都是正的,然而某些半导体材料在一定的电场下,动态电阻可能为负值;即当施加在材料上的电场增加时,流过该物体的电流不增反减. 这种效应称为负电阻效应(如图 2-24).

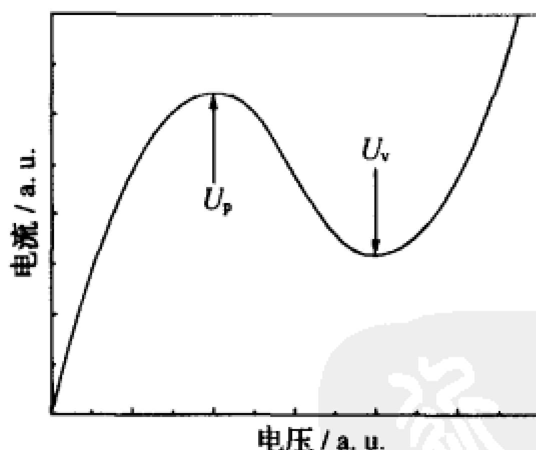


图 2-24 负电阻现象

在某些半导体材料中施加的电场高于某一特定值(U_p)后,如果继续提高电场强度,在该半导体中经过的电流不增反减. 直到继续增加场强达到(U_v),半导体材料的动态电阻将恢复为正值.

一个电阻、电感和电容组成的回路形成一个带有衰减的谐振子,其中的电流随时间的演化可以表示为

$$I(t) = I(0)\exp(-2r/L)\exp(i\omega t), \qquad (2.45)$$

其中 L 是电路的电感. 该电路的谐振频率 ω 由以下公式表示:

$$\omega = \left| \sqrt{\frac{r^2 - 4L/C}{2L}} \right|, \tag{2.46}$$

其中 C 是电路的电容，很明显地，在正电阻情况下，该电流振荡是随时间衰减的；也就是说，该电路产生的电磁振荡随时间而消逝．然而，如果该电路的电阻是一个耿氏二极管，在一定的直流偏压下该电路的动态电阻可以为负值．从而导致在该电路中的电磁振荡得以增益．当该电路中的电磁振荡增加到一定程度时，施加在耿氏二极管两端的电压就脱离负电阻区域．电磁振荡会停止增益，从而形成稳定的电磁振荡．

耿氏二极管可以产生 0.1 THz 以下的电磁振荡．如果要获得更高频率的电磁辐射，需要将耿氏二极管产生的电磁辐射输入肖特基结等非线性电子元件从而产生倍频的电磁辐射．

2.4.3　气体激光器

二氧化碳激光器泵浦的气体太赫兹激光器由一台可调谐的二氧化碳激光器和一个充有低压气体的谐振腔组成．该激光器工作的原理是用二氧化碳激光的光子将气体分子由处于振动能级基态的一个转动能级激发到处于高振动态的一个转动能级上．在激发的过程中，由于不同的激发情况，可能在转动能级之间产生两种不同类型的粒子数反转．它们分别源于对激发态的泵浦和对基态的抽空．电子在气体分子转动能级之间跃迁产生太赫兹辐射并形成激光．太赫兹激光输出单一频率的谱线．通过调谐激发光的波长，改变媒质气体的气压以及更换不同的媒质气体，可以获得不同频率的激光输出．表 2-4 给出了甲醇、二氟甲烷和一氯甲烷三种气体可能发射的太赫兹波谱线．

在二氧化碳激光器泵浦的太赫兹气体激光器中，由泵浦激光

表 2-4 二氧化碳激光器泵浦的太赫兹气体激光器的工作气体及其发射太赫兹激光的波长和频率

气 体	激光波长/μm	激光频率/THz
甲醇	42.16	7.09
	70.51	4.25
	96.52	3.11
	118.83	2.52
二氟甲烷	109.30	2.74
	117.73	2.55
	134.00	2.24
	158.51	1.89
	184.31	1.63
	214.58	1.40
	236.59	1.27
	287.67	1.04
一氟甲烷	334	0.90
	349	0.96

到太赫兹激光的能量转化的最高效率是受到 Manley-Rowe 定律限制的：

$$\eta = \frac{v_{\mathrm{THz}}}{2v_{\mathrm{IR}}}, \tag{2.47}$$

由于激发的红外光子与太赫兹光子的能量差别较大，因此二氧化碳激光泵浦的太赫兹气体激光器的能量转化效率比较低(一般在0.1%左右).

2.4.4 半导体激光器

以 p 型锗为激光介质的太赫兹激光器是利用锗的价带中轻、重空穴之间的量子跃迁实现激光输出的. 该激光器由互相垂直的电场和磁场泵浦 p 型锗中的热空穴以实现粒子数的反转. 图 2-25 表明 p 型锗激光器的工作原理.

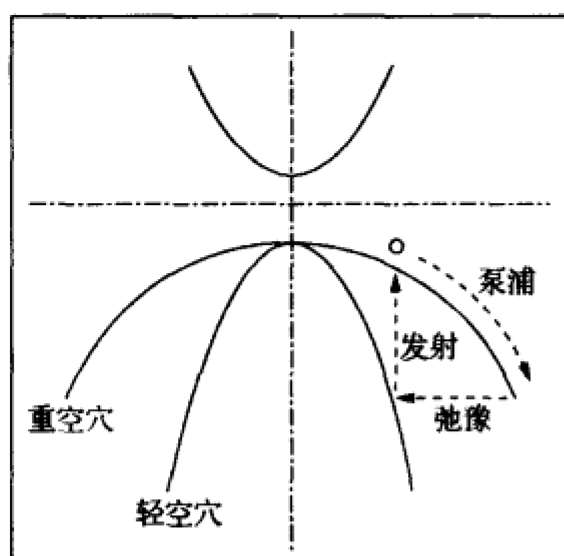


图 2-25 p 型锗半导体激光原理示意图

p 型锗的空穴能带分为轻空穴和重空穴带. 垂直的电场和磁场先将锗的重空穴泵浦到高的能量状态. 然后空穴将由重空穴能带弛豫到轻空穴能带. 处于轻空穴能带的空穴向低能量的重空穴能带跃迁，形成太赫兹辐射.

在半导体异质结两端施加正向电压时，结两侧的费米能级将会发生分离. 在载流子通过结电场时，会产生从高能级向低能级的跃迁，从而发射光子. 当异质结两边的能级差在毫电子伏数量级时，电子跨越结电场时辐射的光子处于太赫兹波段. 在有合适谐振腔和足够泵浦能量的条件下，电子跃迁的辐射就会形成激光. 量子级联激光器的激光媒质是由多层具有同样能级差的异质结级联而成的. 这样，电子在通过量子级联激光器时会发射多个太赫兹光子，因此量子级联激光器具有高电光转换效率. 另外，量子级联激光器发射的激光频率并不仅仅受到激光器媒质材料的限制，还可以通过设计不同的异质结结构来控制. 为了减轻热弛豫对粒子数反转的影响，以上两种半导体激光器都要工作在低温环境中.

2.4.5 同步辐射和自由电子激光器

在由光生自由载流子发射太赫兹辐射的过程中，电磁波是由

载流子(主要是电子)的加速产生的. 当电子的运动速度接近光速时,电子和电磁场的行为需要由相对论来描述. 这时电子的辐射功率可以表示为[11]

$$P=\frac{2e^2a^2}{3c^3}\gamma^4, \tag{2.48}$$

其中 a 是电子的加速度,γ 是电子的运动质量和静止质量的比值,$\gamma=E/c^2m_0+1$. 当电子能量达到 10 MeV 时,γ^4 可以达到 10^5 数量级. 因此,利用相对论,电子的同步辐射可以产生非常强劲的太赫兹辐射.

当高速电子通过一个周期磁场组成的磁摆动器装置,并且在磁摆动器两端安置腔镜使得电子辐射的电磁波在腔内形成共振(如图 2-26)时,自由电子会发生受激辐射,形成激光输出. 该装置以自由电子为激光介质,因此被称为自由电子激光器. 自由电子激光器的显著优点在于其高发射功率和非常宽的调谐范围;缺点是体积庞大且功耗高.

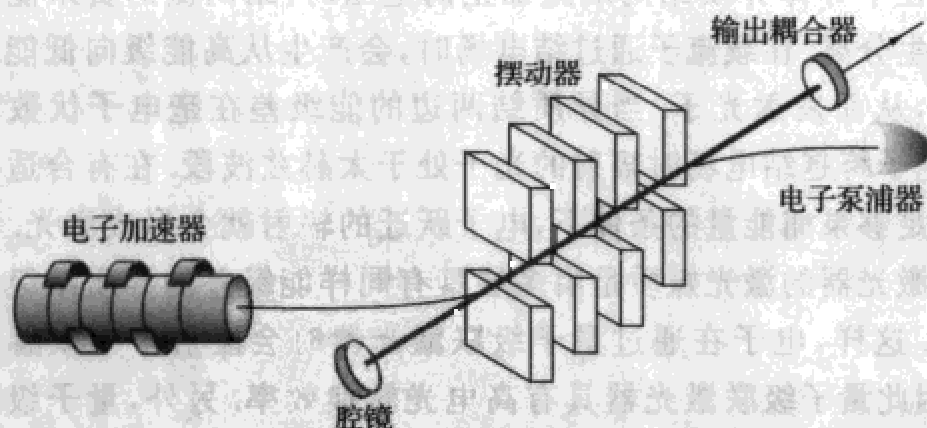


图 2-26 自由电子激光器的示意图

高速运动的电子束通过一个由周期磁场组成的磁摆动器从而辐射出电磁波. 在磁摆动器两端的腔镜使得辐射光在腔内达到谐振从而形成受激发射.

§2.5　太赫兹波探测器

2.5.1　辐射热计

辐射热计是一种量热探测器. 它利用热敏电阻在受到热辐射时的阻值变化来测量辐射的强度. 为了更灵敏地测量电阻阻值的变化,该热敏电阻处于一个电桥中. 辐射热计可以在常温工作. 然而,在检测长波辐射时,为了提高探测的灵敏度,往往使其工作在液氦冷却的环境(4.2 K)下;有时甚至利用液氦蒸发达到λ点,令其工作在更低的温度条件(1.7 K)下.

辐射热计是在当前已被商品化的太赫兹波段的直接探测器中最为灵敏的一种. 它的噪声等效功率可以达到 $10^{-15}\sim10^{-12}$ W/(Hz)$^{1/2}$.

2.5.2　热释电探测器

热释电探测器利用热释电效应来探测太赫兹辐射的功率. 热释电效应指当晶体的温度变化时,其两端产生电势差的现象. 具有热释电性质的晶体,其晶胞具有极性. 热释电探测器利用热释电晶体在受到辐射时的温度变化,从而引起的电压变化来测量辐射在该晶体上的能量. 热释电效应是由晶体温度变化引起的,在晶体温度达到平衡后,该电势差将会由体内电荷的重新分布而抵消掉. 所以,热释电探测器不能用来探测持续的辐射,而只能探测被调制的辐射或脉冲辐射. 常用的热释电晶体包括氯化硫酸三甘氨酸(DTGS)和钽酸锂等.

热释电探测器的灵敏度较低,然而它结构简单,易于操作,并且可以工作在常温条件下. 当前,热释电二维探测器阵列已经成为产品.

温差电堆探测器是另一种基于热释电效应的探测器. 它是利用泽贝克(Seebeck)效应工作的,即将两种不同成分的导体两端连

接成回路,如两连接端温度不同,就在回路内产生热电流的物理现象.一对导体结组成一个温差电偶,很多微小的温差电偶串联成为温差电堆.温差电堆与热释电探测器一样,有使用方便的优点以及探测响应缓慢、灵敏度较低的缺点.它与热释电探测器主要的不同在于,后者只能探测温度的变化,而前者可以探测恒定的温度.

2.5.3 热膨胀式探测器

戈莱(Golay)盒是一种根据热膨胀探测辐射原理制作的辐射功率计.它的工作单元是一个封闭的小气体室,该气体室的一面是由一片薄膜构成.当气室中的气体吸收辐射发生热膨胀时,就会引起薄膜的形变.通过测量薄膜的形变,可推算辐射的功率.

戈莱盒的灵敏度比热释电探测器略高,而且也可以工作在室温条件下.它的缺点是对振动比较敏感,因此一般需要进行防震的封装.

托马斯(Thomas)热探测器也是一种利用封闭气室中气体的热膨胀来探测辐射功率的装置.它的气室由两片靠近的平行薄膜组成.当气室中的气体被辐射源加热时,其中的压力传感器就会记录气室所吸收的辐射能量.在薄膜中设置了欧姆电热装置可以用来校验该功率计.这样,使用托马斯热探测器可以测量辐射的绝对功率.

2.5.4 混频器和差频检测

以上三种太赫兹波的探测手段都属于量热探测;或者说,是非相干的探测技术.它们的优点是可以探测的频段非常宽,而且使用相对比较简单;缺点包括灵敏度较低,被背景噪声影响较大,不能反映相位的信息,而且其响应速度一般比较慢.

混频器是一种非线性的电子学元件.它可以直接探测的方式测量太赫兹辐射(属于非相干测量,灵敏度比较低).然而,它的更主要的应用方式是和本地振荡器相结合进行差频测量,从而极大地提高探测灵敏度,而且由于是相干测量,还可以提供相位的信息.

图 2-27 是差频检测的原理图. 差频测量装置需要一个本地振荡器,该本地振荡器产生一个与待测信号频率相近的单一频率电磁波,称为参考波. 待测信号与参考波同时通过混频器进行差频,产生一个中频波. 相对于待测信号而言,该中频波的频率较低,容易用电子学方法进行处理和放大. 这一中频波经过一个特定频率的滤波器滤波后,再进行放大,即可获得特定频率的信号. 由于差频测量具有带通滤波的性质,因此它可以用来进行频谱的测量,而且能够获得非常高的灵敏度. 它的噪声等效功率可以达到 10^{-21}～10^{-19} W/Hz,远高于直接探测器.

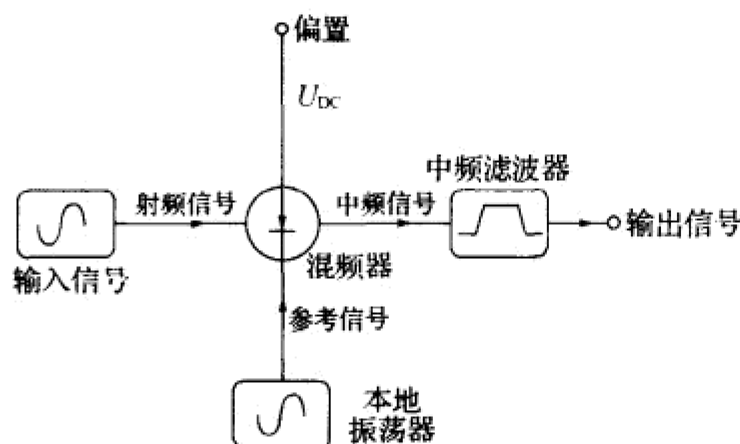


图 2-27 差频检测的原理图

首先,待测信号和本地振荡器辐射的参考波一起进入混频器进行差频. 然后,差频获得的中频波被输入中频滤波器,滤波后进行放大测量. 测得的中频波的振幅与待测信号的振幅成正比.

常用的混频器有肖特基二极管混频器、超导体-绝缘体-超导体混频器以及热电子辐射热计混频器三种形式. 其中,前者可以工作在常温条件下,而后两者则需要在低温下工作. 相对而言,肖特基二极管混频器的灵敏度较后两者低;超导体-绝缘体-超导体混频器可以工作在亚太赫兹波段(低于 1 THz),而高频的测量需要使用热电子辐射热计混频器.

差频探测的缺点是需要本地振荡器,增加了成本和操作的复

杂性，而且不容易将其集成为探测器阵列.

§2.6 对太赫兹波发射和探测方式的比较

2.6.1 对太赫兹波发射源的比较

太赫兹波发射源可以大致分为以下几类：非相干的热辐射源，电子学的高频微波辐射源，太赫兹激光，光电子辐射源以及基于非线性的光学发射源. 这些太赫兹波光源都有自己的特点以及局限性. 自由电子激光和气体激光可以发射相对较强的太赫兹辐射，并且可以覆盖较宽的频率范围；但是它们的体积较大，功耗比较高. 电子学的发射源也可以获得较高的功率输出，而且体积相对较小，然而只能发射低频的电磁波. 量子级联激光器可以输出 10 mW 数量级的太赫兹辐射；但它需要工作在低温环境下，而且只能工作在高频波段. 锗激光的情况与此类似. 脉冲的太赫兹发射源可以覆盖几乎整个太赫兹波谱范围，而且它可以在常温工作模式下获得很高的信噪比；然而它需要昂贵的飞秒脉冲激光器，而且平均功率较低.

表 2-5 总结了对不同太赫兹发射源的比较.

2.6.2 对太赫兹波探测器的比较

太赫兹波的探测器可以分为：光学和光电子学的探测器（光电导天线和电光检测），量热式的辐射功率计以及电子学的混频器. 光学和光电子学的探测器应用在脉冲太赫兹技术中. 它们可以摒除环境噪声的影响，从而获得高信噪比的测量结果，而且可以进行相干测量；但是它们适用的范围较窄. 量热式的探测器可以探测各种光源发射的太赫兹辐射，而且可以测量各种光谱范围的辐射；但是与差频测量相比，它们的探测灵敏度较低，而且容易受到环境辐射的影响. 电子学的混频器工作在差频检测模式下，是一种非常灵敏的探测器；然而它们的结构较复杂，而且测量效果不但受到混频

器自己的限制，还受到本地振荡器的影响.

表 2-6 比较了常用的太赫兹辐射探测器.

表 2-5　太赫兹波发射源的比较

发射源	平均功率	瞬时功率	频率范围	频谱分辨	可调谐性
光电导天线	<mW	W	0.1～20 THz	GHz	
光整流晶体	<mW	W	0.1～100 THz	GHz	
拍频发射源	<μW	<μW		kHz	
自由电子激光和同步辐射	W～kW	MW	全波段		
量子级联激光	nW～mW	nW～mW	>2 THz	kHz	几 GHz
气体激光	mW～W	mW～W	0.9～6 THz	kHz	
耿氏振荡器和倍频器	μW～mW	μW～mW	<1.7 THz	kHz	几 GHz
反向波管	mW	mW	<1.5 THz	kHz	100 GHz
热辐射光源	nW/cm^{-1}	nW/cm^{-1}	全波段	GHz	

表 2-6　太赫兹波探测器的比较

探测器	噪声等效功率	频率范围	相干性	响应速度	工作温度
光电导开关	10^{-15} W/Hz	0.1～20 THz	相干	～100 fs	常温
电光晶体	10^{-15} W/Hz	0.1～100 THz	相干	～10 fs	常温
辐射热计（直接探测）	10^{-15}～10^{-12} $W/Hz^{1/2}$	全波段	非相干	～ms	液氦
热释电探测器	10^{-9} $W/Hz^{1/2}$	全波段	非相干	～100 ms	常温
戈莱盒	10^{-10} $W/Hz^{1/2}$	全波段	非相干	～100 ms	常温
肖特基二极管（直接探测）	10^{-10} $W/Hz^{1/2}$	<1.8 THz	相干	～ps	常温
差频检测（肖特基二极管）	10^{-19} W/Hz	由本地振荡器决定	相干	～ps	常温
差频检测（辐射热计，超导体-绝缘体-超导体混频器）	10^{-21}～10^{-20} W/Hz	由本地振荡器决定	相干	～(ps～ns)	液氦

参 考 文 献

[1] Darrow J T, Zhang X C, Auston D H, and J. D. Morse. Saturation properties of large-aperture photoconducting antennas. IEEE J. Quantum Electron., 1992, 28: 1607.

[2] Chen Y H, Yang Z, Wang Z G, et al.. Temperature dependence of the Fermi level in low-temperature-grown GaAs. Appl. Phys. Lett., 1998, 72: 1866.

[3] Dekorsy T, Pfeifer T, Kutt W, et al. Subpicosecond carrier transport in GaAs surface-space-charge fields. Phys. Rev. B., 1993, 47: 3842.

[4] Chen Q, Tani M, Jiang Z, et al. Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications. J. Opt. Soc. Am. B, 2001, 18: 823.

[5] Wu Q, Zhang X C. Design and characterization of traveling-wave electrooptic terahertz sensors. IEEE J. Select. Top. Quantum. Electron., 1996, 2: 693.

[6] Wu Q, Zhang X C. 7 terahertz broadband GaP electro-optic sensor. Appl. Phys. Lett., 1997, 70: 1784.

[7] Leitenstorfer A, Hunsche S, Shah J, et al. Detectors and sources for ultrabroadband electro-optic sampling: Experiment and theory. Appl. Phys. Lett., 1999, 74: 1516.

[8] Xu X, Dai J, Zhang X C. Coherent control of THz wave generation in ambient air. Phys. Rev. Lett., 2006, 96: 075005.

[9] Boyd R W. Nonlinear Optics. New York: Academic Press, 1992: 163.

[10] Dai J, Xu X, Zhang X C. Detection of broadband terahertz waves with a laser-induced plasma in gases. Phys. Rev. Lett., 2006, 97: 103903.

[11] Carr G L, Martin M C, McKinney W R, et al. High-power terahertz radiation from relativistic electrons. Nature, 2002, 420: 153.

第三章　太赫兹波光谱和成像

§3.1　太赫兹时域光谱

3.1.1　太赫兹时域光谱技术

在脉冲太赫兹波的探测中所记录的是太赫兹脉冲的电场随时间的演化 $E(t)$. 太赫兹脉冲的时域波形一般由半个到数个电磁振荡周期组成,其中每个振荡周期对于不同频谱宽度的太赫兹脉冲可以从几十飞秒直到 1～2 ps. 对太赫兹脉冲时域波形进行傅里叶变换,可以得到该电磁脉冲在频率域的分布:

$$\widetilde{E}(\omega) = A(\omega)\exp[-\mathrm{i}\phi(\omega)] = \int E(t)\exp(-\mathrm{i}\omega t)\mathrm{d}t. \quad (3.1)$$

由式(3.1)可见,一般情况下在频率域中表示的电场强度是一个复数,它包含有电场的振幅和相位. 太赫兹脉冲只包含有限个电磁波振荡周期,所以它包含宽带的频谱分布. 不同发射源所发射的太赫兹脉冲的频谱宽度并不相同,有的从 0.1 THz 到几太赫兹,而有些则可以达到 100 THz 以上的频谱宽度. 太赫兹脉冲的频谱宽度与其中心频率具有相同的数量级,是宽频带的电磁波. 利用脉冲太赫兹技术,可以测量太赫兹脉冲所包含频谱范围内的光谱. 由于脉冲太赫兹技术在测量光谱信息时直接测量的是时域的电场强度,因此这种光谱技术被称为太赫兹时域光谱技术. 图 3-1 是图 2-3 所示的太赫兹脉冲的光谱.

太赫兹时域光谱的频谱分辨率 $\delta\omega$ 决定于其时域波形测量的时间范围 T,而它所覆盖的光谱范围 Ω 则由时域波形测量中所使用的时间分辨率 δt 决定:

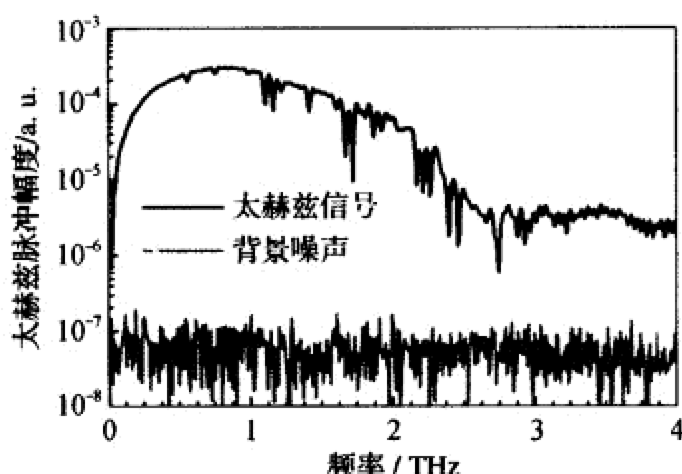


图 3-1 由砷化铟发射的太赫兹脉冲的光谱与其噪声水平的比较

$$\delta\omega = \frac{2\pi}{T}, \quad 2\Omega = \frac{2\pi}{\delta t}. \tag{3.2}$$

由于快速傅里叶变换中频率域的分布是相对于 $\omega=0$ 对称的，因此太赫兹光谱所包含的频率范围是 $-\Omega\sim\Omega$. 在处理太赫兹光谱的过程中，为了使得光谱的形状更为光滑，常常在测量得到的时间波形两侧添加大量的零. 这样，计算获得的光谱将显示更高的分辨率. 然而，添加零的处理并不能真正提高太赫兹光谱的分辨率，其作用等价于在光谱中插值.

当利用脉冲太赫兹技术测量物质的光谱时，首先获得通过自由空间或参考样品的太赫兹脉冲的时域波形，称为参考波形. 然后，测量太赫兹脉冲经过(透射或反射)样品之后的时域波形，称为信号波形. 分别对参考波形和信号波形进行傅里叶变换得到参考光谱 $A_r(\omega)\exp[-i\phi_r(\omega)]$和信号光谱，$A_s(\omega)\exp[-i\phi_s(\omega)]$. 在透射光谱测量中，样品的光谱信息可以从信号与参考光谱的比较得到：

$$\alpha = \frac{1}{d}\ln\frac{A_r}{A_s}, \quad n = 1 + \frac{[\phi_s(\omega)-\phi_r(\omega)]c}{d\omega}, \tag{3.2}$$

其中 α 是样品的吸收系数，n 是样品的折射率，d 是样品的厚度，而 c 是真空光速. 在实际的光谱测量过程中，为了避免样品表面菲涅耳损失的影响，往往选取两个同质但不同厚度的样品分别作为参

考和待测样品. 在其他光谱形式(比如反射光谱或散射光谱)的测量中,也可以获得物质的复数折射率. 它们的表述与式(3.2)可能并不相同,需要进行具体分析. 由于太赫兹脉冲的测量包含了振幅和相位的信息,太赫兹时域光谱可以直接测量样品的吸收率和折射率. 并不需要采用克拉默斯-克勒尼希关系进行变换后获得;也就是说,太赫兹时域光谱可以直接测量物质的复折射率. 并通过复折射率得到物质的复介电常数.

与其他的光谱技术相比,太赫兹时域光谱有其独特的性质. 首先,太赫兹时域光谱测量的频谱区间是太赫兹频段,这是其他光谱技术很难获得的. 其次,由于太赫兹脉冲具有皮秒的脉冲宽度,它非常容易被用来进行时间分辨的光谱测量,用以探测样品的动态性质. 太赫兹脉冲的测量属于相干测量,可以探测载流子的相干过程. 在太赫兹脉冲的测量过程中,采取利用探测光脉冲对太赫兹波形取样的方式. 就如同采取 1 ps 宽度的时间窗口,将绝大部分背景噪声摒除在探测之外. 因此脉冲太赫兹测量的信噪比(signal-to-noise ratio, SNR)很高(可以达到 10^5 以上);并且即使在强背景辐射的条件下,仍然能够进行光谱测量.

3.1.2 太赫兹时域光谱的信噪比

在光谱测量中,信噪比的重要性是显而易见的,它决定了该测量系统的动态范围. 假定太赫兹脉冲的电场在频域可以表示为 $E(\omega)$,而其测量噪声为 $N(\omega)$,一厚度为 d 的样品对太赫兹波的损耗率是 β(假设 β 是与频率无关的),而其吸收峰(频率为 ω_0)的吸收率为 α,则太赫兹脉冲经过样品后的电场强度可以表示为

$$E_d(\omega)=\begin{cases}E(\omega)\exp(-\beta d) & (\omega\neq\omega_0),\\ E(\omega)\exp[-(\beta+\alpha)d] & (\omega=\omega_0).\end{cases} \tag{3.3}$$

该吸收峰可以分辨的必要条件是该吸收峰对太赫兹光谱的调制度必须大于系统的测量噪声;也就是说,

$$E(\omega_0)\{\exp(-\beta d)-\exp[-(\beta+\alpha)d)]\}>N(\omega_0). \tag{3.4}$$

当 $\alpha d\ll 1$ 时,有

$$\mathrm{SNR}(\omega_0) \equiv \frac{E(\omega_0)}{N(\omega_0)} > \frac{1}{\alpha d}\exp(\beta d). \tag{3.5}$$

只有当系统的信噪比与太赫兹波经过样品损耗的乘积大于吸收峰对太赫兹波调制度的倒数时，该吸收峰才能被太赫兹时域光谱辨认出来.

式(3.5)中所指的信噪比是在频域中处于吸收峰位置的信噪比；而在太赫兹时域光谱的测量过程中所直接获得的是时域电场的信噪比. 因此，确定时域测量中的信噪比与频域中信噪比的关系是非常必要的. 太赫兹脉冲时域波形测量中的信噪比是太赫兹脉冲电场的测量极大值与测量噪声的均方根之比. 在太赫兹脉冲的测量过程中引入的噪声主要有两种形式：探测光携带的背景噪声 N_b 和太赫兹脉冲自身携带的噪声 N_{THz}，其中 N_b 是与太赫兹电场无关的，而 N_{THz} 则可以假定其正比于太赫兹电场 $E(t)$，即

$$N_{THz}(t) = R(t)E(t). \tag{3.6}$$

$R(t)$ 和 N_b 都可以假定为一个时间的随机函数，它们的均值都是零，而均差可以分别表示为 σ_R 和 σ_b. σ_R 和 σ_b 代表了时域太赫兹波测量的噪声水平. 为了区分背景噪声和太赫兹波携带的噪声，在时域波形测量中一般称太赫兹脉冲峰值 A 与背景噪声 σ_b 的比值为测量的动态范围 D，而与太赫兹波携带噪声 $E_m\sigma_R$ 的比值为测量的信噪比 SNR(这里 E_m 表示太赫兹脉冲的峰值电场).

如果在测量太赫兹脉冲时的测量步长为 δt，而总的测量范围为 T，则在进行傅里叶变换后总的光谱范围和频谱分辨率是式(3.2). 背景噪声和太赫兹波所携带的噪声都是与太赫兹频谱无关的，它们在测量的太赫兹光谱中与频率的关系来源于测量本身的响应，是白噪声和 $1/f$ 噪声混合的形式. 为了简化问题而又能够反映问题的基本性质，我们可以近似地认为这两种噪声都是与频谱无关的. 假定太赫兹脉冲的脉宽为 T'，而其频宽为 Ω'，在太赫兹时域光谱的测量过程中总是使得 $T>T'$ 和 $\Omega>\Omega'$ 成立，则在太赫兹光谱中的噪声水平(噪声的均方根)可以表示为

$$\rho_{\mathrm{THz}} = \sqrt{\frac{\delta t}{2\pi}} \sigma_{\mathrm{R}} A \kappa, \quad \rho_{\mathrm{b}} = \sqrt{\frac{\delta t T}{2\pi}} \sigma_{\mathrm{b}}, \tag{3.7}$$

其中

$$\kappa = \frac{1}{A} \sqrt{\int |E(t)|^2 \mathrm{d}t}$$

是被其峰值归一化的太赫兹脉冲电场的均方根. 由式(3.7)可知，在太赫兹光谱中，太赫兹波所携带的噪声与时域波形的测量范围(光谱的分辨率)是无关的，而背景噪声则与测量时间范围的平方根成正比.

太赫兹时域光谱的频域信噪比其实代表了该光谱仪的动态范围 $D(\omega)$，它是与测量的频谱分布相关的，可以表示为[1]

$$D(\omega) = \frac{k(\omega)}{\sqrt{\frac{\delta t}{2\pi}\left(\frac{\kappa}{\mathrm{SNR}}\right)^2 + \frac{T\delta t}{2\pi}\frac{1}{D^2}}}, \tag{3.8}$$

其中 $k(\omega) = E(\omega)/A$. 表 3-1 给出了不同形式的太赫兹脉冲时域波形所对应的 $k(\omega)$ 和 κ^2. 图 3-2 显示了太赫兹时域光谱的动态范围与探测光谱分辨率的关系. 当测量的时间范围 T 很大时，式(3.8)分母中的第一项就可以忽略. 这时，频域的动态范围仅仅与时域测量的动态范围有关，而与时域测量的信噪比无关. 它和系统频谱分辨率的平方根成正比，也和测量中时间间隔的平方根成反比.

表 3-1　几种太赫兹脉冲发射源所发射太赫兹脉冲波形的性质

发射源	天线	表面电场	光整流
波形描述	单极	双极	衰减震荡
时间波形	$\frac{2At}{\tau^2} e^{-t^2/\tau^2}$	$\frac{2A}{\tau^2} e^{-t^2/\tau^2} - \frac{4At^2}{\tau^4} e^{-t^2/\tau^2}$	$\begin{cases} A\sin(\omega_0 t) e^{-at} & (t>0), \\ 0 & (t<0) \end{cases}$
$k(\omega)$	$\frac{\omega^2 \tau}{\sqrt{2}} e^{-\omega^2 \tau^2/4}$	$\frac{\omega^2 \tau}{\sqrt{2}} e^{-\omega^2 \tau^2/4}$	$\sqrt{\frac{\omega_0^2}{[a^2+(\omega_0-\omega)^2][a^2+(\omega_0+\omega)^2]}}$
κ^2	$\frac{\sqrt{2\pi}}{2\tau}$	$\frac{3\sqrt{2\pi}}{2\tau^3}$	$\frac{\omega_0^2}{4a(a^2+\omega_0^2)}$

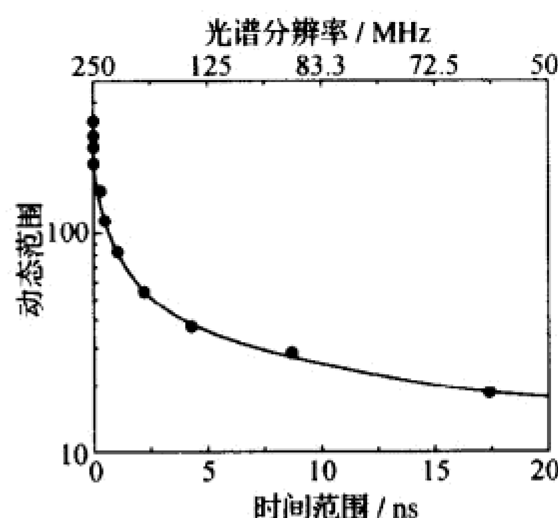


图 3-2 太赫兹光谱频域的信噪比与光谱分辨率的关系

由式(3.5)知，在光谱测量中，测量系统的动态范围必须要满足一定的值，才能有效地测量材料的光谱特征. 结合式(3.8)可以得出以下结论：在太赫兹时域光谱测量中可达到的光谱分辨率是受到测量的信噪比限制的：

$$\delta\nu \geqslant \frac{1}{2\Omega}\left[\frac{1}{\alpha dk(\omega)D\exp(-\beta d)}\right]^2. \tag{3.9}$$

光谱分辨率受到时域测量动态范围的限制，还可以从另一方面来理解. 太赫兹脉冲的能量等于其各个频率的能量的总和. 光谱的分辨率越高，意味着探测的频率范围越窄；也就是说意味着该能量范围中包含的能量越低. 这样，探测的频域动态范围就反比于光谱的分辨率. 在太赫兹时域光谱的测量中所探测的是太赫兹脉冲电场强度，而非电磁波的功率. 这就导致了频域的动态范围与光谱分辨率的平方根成反比的情况.

3.1.3 单脉冲的时域光谱测量

如果激发太赫兹脉冲的飞秒激光来自激光放大器，所激发的太赫兹脉冲对于探测光的调制度远高于激光振荡器激发的太赫兹脉冲的调制度. 在这种情况下，可以利用单脉冲检测技术来测量太

赫兹脉冲的时域波形. 由于单脉冲检测技术不需要时间延迟，而是只需要一个激光脉冲就能够完成对太赫兹脉冲时域波形的测量. 因此，该技术极大地提高了太赫兹时域光谱测量的速度. 利用单脉冲测量太赫兹时域波形有两种主要形式：太赫兹脉冲波形的时间轴由探测激光脉冲的频谱表示或该时间轴由探测激光脉冲在空间的分布表示，其中前者称为啁啾展宽的测量方式，而后者称为空间展宽的测量方式.

图 3-3 是利用啁啾展宽测量太赫兹脉冲时域波形的原理图[2]. 与普通太赫兹时域光谱技术类似，一束激光脉冲被分束器分为泵浦光和探测光两束，其中泵浦光用来产生太赫兹脉冲，而探测光则用来探测太赫兹脉冲. 与图 2-2 的不同点在于，图 3-3 中没有时间延迟线. 探测光先经过由一对光栅组成的啁啾展宽器，由于光栅对

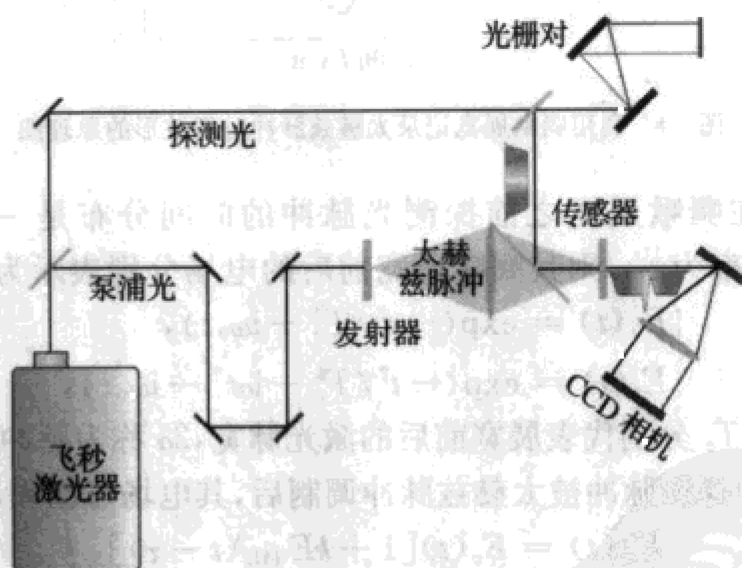


图 3-3　啁啾展宽测量太赫兹波单脉冲的装置图

探测光脉冲被光栅对在时域展宽. 探测光脉冲的不同频率被太赫兹脉冲不同时刻的电场所调制. 利用光谱仪检测不同频率探测光的调制度，则可以得到太赫兹脉冲的时域波形.

的色散效应，激光脉冲的不同频率成分在时间上发生分离，从而使飞秒脉冲展宽. 当展宽后的探测光脉冲与太赫兹脉冲在探测晶体

中相遇时,探测脉冲的不同时间成分分别与太赫兹脉冲不同时刻的电场相互作用,并将该时刻的太赫兹电场强度记录在探测光脉冲中.由于探测光脉冲的时域展宽是沿其光谱展开的,太赫兹波形被记录在探测光的光谱中.在啁啾展宽的测量中所使用的探测方法采用消光测量模式.经过检偏器的探测光被引入光谱仪,并利用CCD[①]相机将其频谱记录下来.图3-4表示了利用啁啾展宽记录太赫兹脉冲波形的过程.

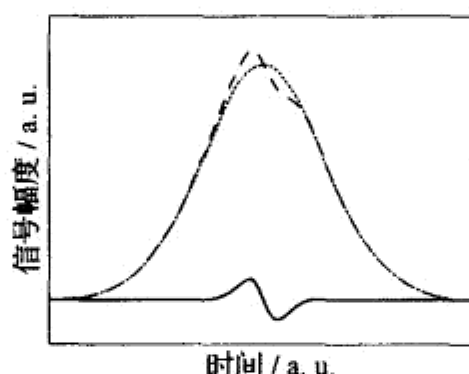


图3-4 利用啁啾展宽记录太赫兹脉冲时间波形的原理图

假设在啁啾展宽之前探测光脉冲的时间分布是一个高斯分布,中心频率为ω_0,则其啁啾展宽前后的电场分别表示为

$$\begin{cases}E_0(t) = \exp(-t^2/T_0^2 - \mathrm{i}\omega_0 t), \\ E_c(t) = \exp(-t^2/T_c^2 - \mathrm{i}\alpha t^2 - \mathrm{i}\omega_0 t),\end{cases} \tag{3.10}$$

其中T_0和T_c分别代表展宽前后的激光脉宽,2α称为脉冲的啁啾率.当展宽后的探测脉冲被太赫兹脉冲调制后,其电场可以表示为

$$E_m(t) = E_c(t)[1 + kE_{\mathrm{THz}}(t-\tau)], \tag{3.11}$$

式中k是太赫兹电场对探测光电场的调制率,它是一个小量,τ是太赫兹脉冲和探测光脉冲之间的相对时间延迟.这样,太赫兹脉冲电场对探测脉冲各个频率的调制可以表示为

$$N(\omega) = \frac{I(\omega)\,|_{\mathrm{THz,on}} - I(\omega)\,|_{\mathrm{THz,off}}}{I(\omega)\,|_{\mathrm{THz,off}}}$$

① "CCD"是"电荷耦合器件"(charge-coupled device)的简称.

$$= \frac{\int g(\omega-\tilde{\omega})2kE(t_{\tilde{\omega}}-\tau)\exp(-2t_{\tilde{\omega}}^2/T_c^2)\mathrm{d}\tilde{\omega}}{\int g(\omega-\tilde{\omega})\exp(-2t_{\tilde{\omega}}^2/T_c^2)\mathrm{d}\tilde{\omega}}$$

$$\propto 2kE_{\mathrm{THz}}(t_{\omega}-\tau), \tag{3.12}$$

其中 $I(\omega)$表示存在或不存在太赫兹脉冲时探测光脉冲的光谱分布，$g(\omega-\tilde{\omega})$表示光谱仪的谱函数，$t_{\omega}\equiv(\omega_0-\omega)/2\alpha$. 由式(3.12)知，在以啁啾展宽方式测量太赫兹脉冲时，对一定频率探测光的调制信号正比于太赫兹脉冲对应时刻的电场强度；也就是说，使用该方法可以线性地描述太赫兹脉冲的时域波形.

由于海森伯不确定关系，我们知道，对于一个傅里叶变换极限的激光脉冲，在激光脉冲被啁啾展宽后，采用其部分光谱作为衡量时间的尺度，则时间分辨率一定低于原始激光脉冲的时间分辨率. 如果原始激光脉冲是衍射极限分布的，则该激光脉冲的脉宽 T_0 与其频谱宽度 Ω_0 满足 $T_0\Omega_0\approx 2\pi$. 在该脉冲被展宽后，其频谱不变，而其脉宽被展宽为 T_c. 假设在啁啾展宽过程中，激光的各频率分量保持衍射极限分布，频宽为 $\delta\Omega$ 的部分具有 $\delta T=2\pi/\delta\Omega$ 的时间分辨本领. 在这种情况下，有

$$\delta T = \frac{T_c}{\Omega_0/\delta\Omega} = \sqrt{T_0 T_c}. \tag{3.13}$$

该式表示了啁啾展宽技术测量太赫兹脉冲的最小时间分辨率. 可见，对于特定的激光脉冲，它所能够提供的时间分辨率正比于展宽前后激光脉宽乘积的平方根；也就是说，啁啾展宽测量的时间范围越宽，其时间分辨率越低.

除了啁啾展宽技术之外，还可以利用探测脉冲的空间展宽来实现太赫兹脉冲的单脉冲测量. 将一束激光脉冲由一对柱透镜展开成为线型空间分布的光束. 该激光束的相位(时间)在与其传播方向垂直的平面上是相等的. 如果太赫兹波和探测光同时被展开为线性分布，并且以一定角度相交，则在其相交线上各点处太赫兹脉冲与探测光脉冲之间的相对时间延迟沿该相交线而变化. 在该

相交线处放置电光检测晶体，并由 CCD 相机(或一维探测器阵列)记录探测光的调制度随其空间的分布，则太赫兹脉冲波形的时间分布就可以在探测光的空间分布上表示出来. 利用空间分布实现单脉冲测量，其时间分辨率并不受到测量时间范围的影响. 然而，由于探测光与太赫兹脉冲并非共线通过探测晶体，因此电光检测效率较低，而且非共线探测的方式也降低了时间分辨率.

3.1.4 太赫兹差异光谱技术

太赫兹时域光谱技术一般都使用锁相放大技术来提高测量的信噪比. 在锁相放大技术中，所要测量的信号以一定频率被调制. 锁相放大器仅仅测量与信号同频率且同相位的输入，大量的噪声由于频率或相位的不同而被屏蔽在测量之外. 因此，锁相放大技术可以极大地压制测量噪声(测量噪声可以是总噪声的 10^{-6}). 在太赫兹时域光谱的测量中，锁相放大技术可以非常有效地压制由探测光携带的背景噪声，然而它对于太赫兹脉冲自身携带的噪声则不能很好地消除. 如果被探测物体(比如薄膜或痕量物质)对太赫兹脉冲的调制度很低，则其对太赫兹脉冲的改变将有可能被太赫兹波本身的噪声所湮没. 在这种情况下，直接测量参考脉冲和信号脉冲之间差异的太赫兹差异光谱将可以很有效地测量样品的光谱.

图 3-5 是太赫兹时域差异光谱的原理图. 双锁相放大器的技术被应用在太赫兹时域差异光谱的测量中. 双锁相放大器技术使用两台串联的锁相放大器，其中一台使用高频的参考频率 ω_H 和较短的时间常数 T_H. 它的输出被作为另一台使用低频参考频率 ω_L 和较长时间常数 T_L 的锁相放大器的输入信号. 在太赫兹差异光谱的测量中，其泵浦光被斩波器或其他光学调制元件以高频调制. 样品放置在太赫兹波束的焦点处. 与传统的太赫兹时域光谱不同，在太赫兹差异光谱测量中，样品并非是固定的，而是与参考物体共同连接在摆动器的一条臂上. 当摆动器摆动时，样品和参考物体交替

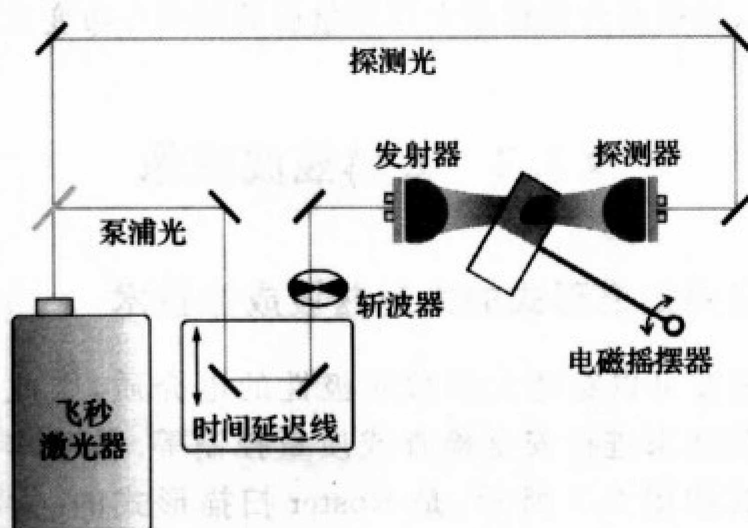


图 3-5　太赫兹差异光谱的实验装置示意图

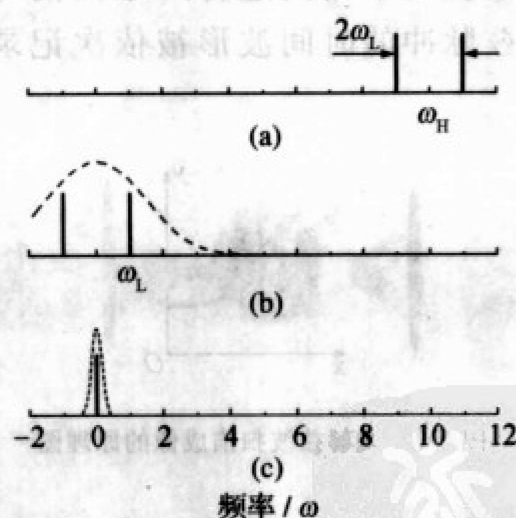


图 3-6　双锁相放大器技术的原理图

(a) 被两个调制频率调制的信号在频域中的分布. (b) 在经过高频锁相放大器后信号的频率被平移 $-\omega_H$，其高频噪声($\omega > 2\pi/T_H$)被滤波器滤除. (c) 在经过低频锁相放大器后，信号的频率被平移 $-\omega_L$ 后频率为零. 噪声被低通滤波器($\omega < 2\pi/T_L$)滤除(其中 T_L 是低频锁相放大器的时间常数).

通过太赫兹波束，这一摆动频率被作为低频锁相放大器的参考频率. 这样，该锁相放大器就能够直接测量样品和参考样品的差异. 图 3-6 显示了在太赫兹时域差异光谱的测量过程中，信号在频率域

中的分布以及被两台锁相放大器测量后的频率分布变化.

§3.2 太赫兹波成像

3.2.1 空间扫描形式的太赫兹波成像技术

太赫兹波可以穿透大多数非极性的电介质,因此它适于用做成像的载波来进行安全检查或质量控制等.最基本的太赫兹波成像方式如图 3-7 所示,是 Roster 扫描形式的.太赫兹波由聚焦元件将其聚焦于空间一点.成像的物体被放置在该点,并在与太赫兹波束垂直的平面内进行二维扫描.从物体每一点透射或反射的太赫兹脉冲的时间波形被依次记录下来,形成物体的太赫兹像.

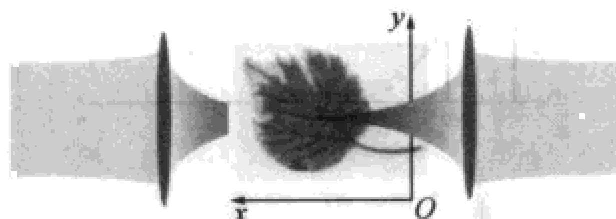


图 3-7 太赫兹波扫描成像的原理图

与普通光学成像不同的是,脉冲太赫兹波成像的每个像素所包含的并不仅仅是单一的光强信息,而是整个的太赫兹脉冲的时间波形.由这一时间波形的傅里叶变换,可以得到该像素点的光谱信息.因此,脉冲太赫兹成像不但能够辨认物体的形状,而且能够根据各个像素的光谱信息来分辨物体各部分的物质组分.另外,脉冲太赫兹成像还可以利用太赫兹脉冲的时间延迟(或相位改变)提供物体折射率(或厚度)的分布.图 3-8 是一张 100 元人民币水印的太赫兹像,它是根据太赫兹脉冲的相位改变获得的.

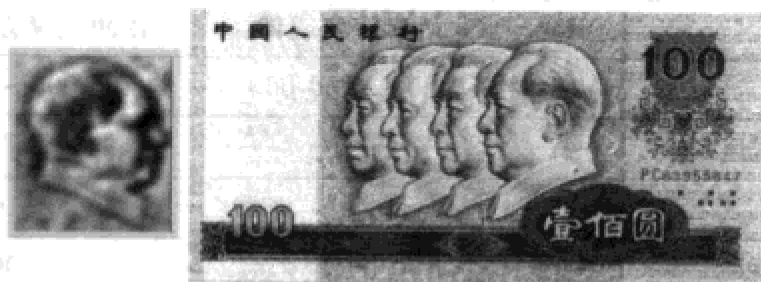


图 3-8　人民币水印的太赫兹像

脉冲太赫兹波的扫描成像需要进行空间(二维)和时间(一维)的扫描,因此要花费较长的时间,而且其成像系统也较为复杂. 在某些情况下,如果不需要获得物体的光谱信息,则可以采取固定时间的太赫兹成像模式. 在这种情况下,一般太赫兹脉冲探测的时间延迟固定在太赫兹脉冲的峰值(或其时间导数取最大值)的位置. 在扫描成像的过程中,该时间延迟固定不变,仅仅记录各点的太赫兹电场强度变化. 另外,还可以利用连续太赫兹波进行成像,同样只记录太赫兹波光强的变化. 表 3-2 对比了脉冲太赫兹波和连续太赫兹波成像的不同. 图 3-9 是连续太赫兹波对一个空的和半满的茶壶所成的像. 可见,太赫兹波成像可以透过茶壶看到其内容物.

除了耗费时间,太赫兹波成像还有其他固有的限制. 首先,它不能穿透金属. 太赫兹波几乎全部被金属表面反射,因此太赫兹波成像不能探测金属容器的内容物. 其次,液态水对太赫兹辐射有非常强烈的吸收,所以太赫兹波成像不能探测水中的物体. 这也使得太赫兹波成像不能被用在医学的人体透射成像中. 再次,太赫兹辐射的波长较长,因此其远场成像的空间分辨率受到波长的限制. 只有发展近场成像技术,才能突破衍射的限制.

表 3-2 连续和脉冲太赫兹波成像的比较

	连续太赫兹波成像	脉冲太赫兹波成像
花费/美元	约 50 000～150 000	约 200 000～1 000 000
系统复杂程度	低	高
重量/kg	≈3	≈10
速度/点·秒$^{-1}$	100 000	<4000
数据复杂程度	低	高
光谱信息	无	有
深度信息	无	有
折射率信息	无	有



图 3-9 空茶壶(a)和半满的茶壶(b)的太赫兹像

3.2.2 二维太赫兹波成像技术

传统扫描方式的太赫兹波成像由于采用逐点记录的方式，因此非常耗时. 要缩短太赫兹波成像的耗时，最好的方法是采取光学成像的模式. 由成像光学元件将透过物体(或由物体表面反射)的太赫兹波直接成像到一个二维的太赫兹波探测器阵列上. 并通过该探测器阵列直接读出物体的太赫兹像. 二维太赫兹波探测阵列(包括焦热电探测器阵列、微型辐射热计阵列、差频探测器阵列，半导体微结构探测器阵列以及半导体量子点探测器阵列等)的研究一直引起人们的兴趣.

利用电光效应探测太赫兹脉冲时，所使用的探测元件是电光晶体. 电光晶体是一个二维的元件，因此利用太赫兹波的成像元件(比如聚乙烯透镜)将物体通过太赫兹波成像到电光晶体上，在电光晶体上的太赫兹电场分布将反映物体的形貌. 用一束扩束的线偏振的探测激光脉冲可将电光晶体上的太赫兹波分布完全覆盖. 当探测光束与太赫兹波在电光晶体中相互作用后，太赫兹电场在晶体上的分布将印记在其对探测光偏振的调制上. 利用检偏器检测探测光束受到的偏振调制，然后利用普通的光学成像手段将通过检偏器的探测光束成像到 CCD 相机. 这样，CCD 相机中所成的光学像即直接反映了物体的太赫兹像. 图 3-10 是二维太赫兹波成像的原理图.

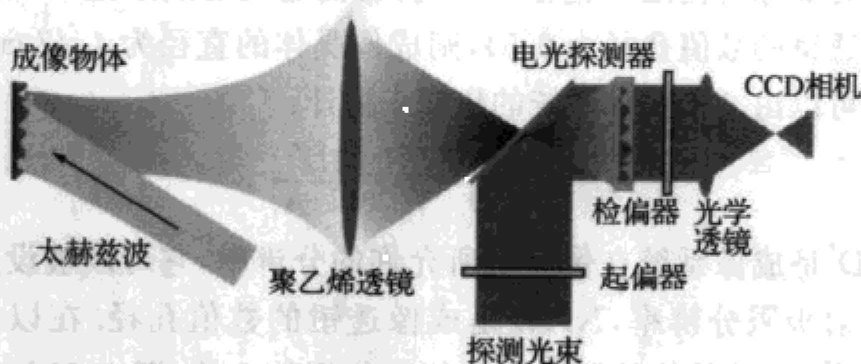


图 3-10 二维太赫兹波成像的原理图

首先利用太赫兹波将物体成像到二维的电光晶体上，再利用扩束的探测光将电光晶体上的太赫兹电场分布读出.

当对位于远方的物体进行二维成像时，其成像分辨率是由成像系统的光学衍射(在多数成像系统中，决定衍射极限的是成像透镜)决定的：

$$\Delta = 1.22\lambda l/D, \tag{3.14}$$

其中 λ 是成像载波的波长，l 是物体到透镜的距离，D 是透镜的直径. 该成像系统的景深可以表示为

$$L = \delta Dl/(D \pm \delta D), \tag{3.15}$$

其中 δD 是在物体平面上允许的分辨尺度，正号和负号分别对应景深在物平面以内和以外的深度. 频率为 1 THz 的波，其波长为 300 μm. 因此太赫兹波成像的分辨率要远低于光学成像. 利用一个直径为 40 cm的透镜对一个 10 m 外的物体成像，如果载波频率是 1 THz，则其空间分辨率是 9.15 mm. 如果要求成像允许的分辨尺度为其空间分辨率，则在该系统中的景深是 45.8 cm.

探测晶体的大小决定于被成像物体的大小以及成像透镜的焦距. 在一般情况下，物距总是远远大于透镜焦距的. 这时，探测晶体的尺寸表示为

$$D_s \approx D_t f/l, \tag{3.16}$$

其中 D_t 是物体的尺寸，f 是透镜的焦距. 以上述所讨论的情况为例，如果所需成像的范围是直径 1 m 的圆，而透镜的焦距是 44.7 cm(这相当于透镜的数值孔径为 0.5)，则成像晶体的直径为 4.47 cm. 晶体的厚度可以由 2 倍成像系统的焦深来估计：

$$L' = \frac{\delta D' f}{D} \approx \frac{\delta D'}{2\text{N.A.}}, \tag{3.17}$$

其中 $\delta D'$ 是成像系统在像面上所允许的分辨率，它可以被设定为系统的衍射极限分辨率，N.A. 是成像透镜的数值孔径. 在以上所举的例子中，探测晶体的厚度不应超过焦深的 2 倍(即 0.732 mm).

在普通的太赫兹波时域光谱检测时，为了提高测量的灵敏度，往往将太赫兹辐射聚焦到探测元件上以增强太赫兹波的电场强度. 在二维成像的测量中，物体的太赫兹像分布到整个探测晶体上. 因此，太赫兹电场的强度降低为 $E_s = E_f D_f / D_s$(其中 E_f 是太赫兹时域光谱测量中焦点处的太赫兹电场，D_f 是同一测量中的太赫兹波焦斑直径). 一般在太赫兹时域光谱测量中，太赫兹波焦斑的直径在 100 μm 数量级；也就是说，在太赫兹二维成像的测量中，太赫兹电场是普通时域光谱测量的 1/100 左右. 因此，一般使用飞秒激光放大器进行太赫兹二维成像的测量.

3.2.3 飞行时间成像

脉冲的太赫兹波成像在每个像素点记录的是太赫兹脉冲的时间波形.当太赫兹脉冲由两个不同的表面反射时,由于其光程的不同将导致所记录的太赫兹脉冲发生时间位移,因此脉冲太赫兹波成像不但能够描述物体对太赫兹反射率的分布,而且能够利用太赫兹脉冲的飞行时间来描述物体的三维形貌特征.这种成像方式被称为太赫兹波的飞行时间成像.图 3-11 描述了太赫兹波飞行时间成像的原理图.

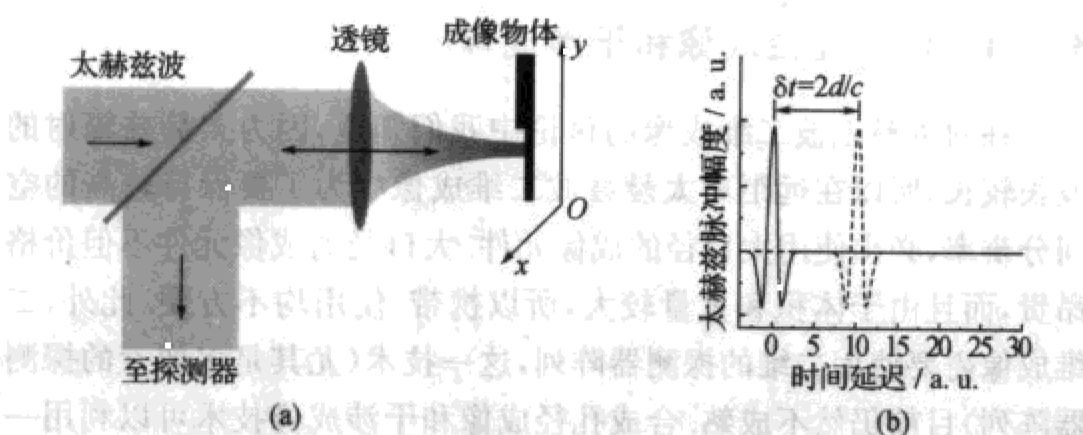


图 3-11 太赫兹波时间飞行成像的原理图(a)和太赫兹脉冲时域波形时间延迟的示意图(b)

太赫兹波飞行时间成像的深度分辨率是由太赫兹脉冲测量中的时间分辨率决定的.它与太赫兹波的波长有关,但是一般要小于太赫兹脉冲的中心波长.对于中心频率在 2 THz 的太赫兹脉冲,它在实验中获得的纵向分辨率可以达到几微米.太赫兹波飞行时间成像可以给出物体表面形貌或不同层面的三维结构,但它并非是一项完全的三维成像技术.它无法显示物体内部非层状的结构分布,需要使用太赫兹层析的技术才能够实现对物体内部结构的真正三维成像.图 3-12 显示了一个汽车火花塞的太赫兹飞行时间像,图中可见火花塞的表面三维形貌和内部层状结构.

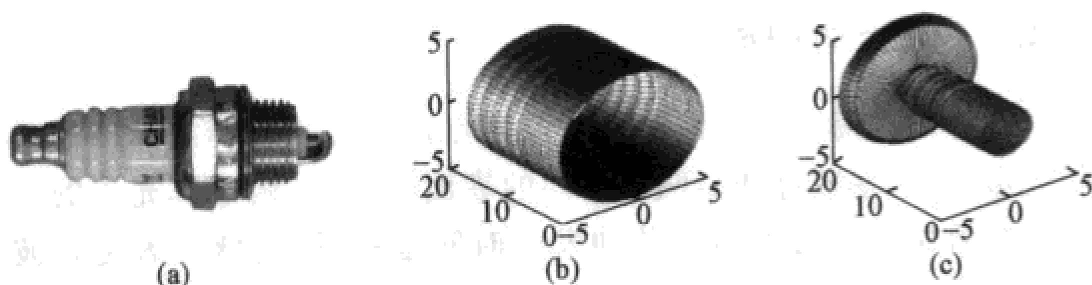


图 3-12 汽车火花塞的太赫兹波飞行时间成像

(a) 火花塞的照片;(b) 火花塞磁壳外层的太赫兹像;(c) 火花塞金属芯的太赫兹像.

3.2.4 合成孔径成像和干涉成像

在对太赫兹波二维成像的讨论中我们知道,因为太赫兹辐射的波长较长,所以在远距离太赫兹波二维成像中为了要保持较高的空间分辨率,必须使用大口径的成像元件.大口径的成像元件不但价格昂贵,而且由于体积和重量较大,所以携带、使用均不方便.此外,二维成像需要使用二维的探测器阵列,这一技术(尤其是多像素的探测器阵列)目前仍然不成熟.合成孔径成像和干涉成像技术可以利用一个移动的探测器或空间分布的多个离散的探测器来合成同一幅图像.在这种情况下,该图像的分辨率将不受到每个探测元件光学孔径的限制,而是由探测器移动的距离或离散探测器之间的距离决定的.因此,利用合成孔径成像和干涉成像技术,可以使用相对较小的成像元件获得分辨率达到波长数量级的成像分辨率.

太赫兹波的合成孔径成像和干涉成像技术是从雷达和射频成像领域借鉴的.图 3-13 是一个机载雷达合成孔径成像的示意图.飞机携带侧向脉冲雷达辐照在水平地面上.假定飞机的飞行速度为 v,高度为 H,与探测点之间的距离为 R,雷达的脉冲宽度是 T,口径为 D,雷达的载波波长为 λ,那么在远场情况下,雷达的张角 $\Phi=\lambda/D$.合成孔径雷达测量的是地面物体反向散射的信号.它的侧向分辨率是由相邻两点散射的脉冲返回雷达的时间差决定的:

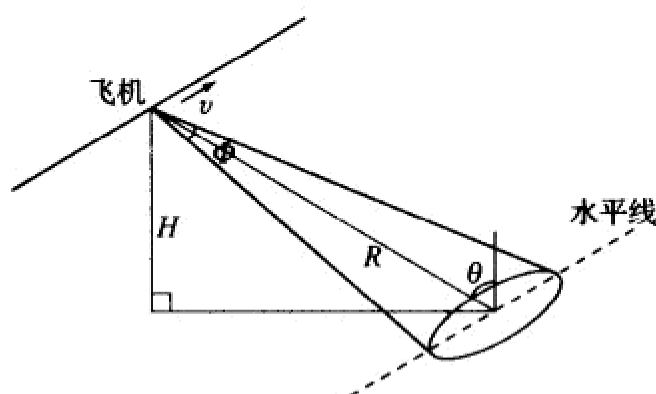


图 3-13　雷达合成孔径成像的原理图

$$r_g = Tc/2\sin\theta, \tag{3.18}$$

其中 c 是光速，θ 是图 3-13 中表示的角度. 而在飞机行进方向的分辨率则来源于飞行过程中某点对于飞机处于不同位置时的光程差. 窄发射角的雷达，其地面覆盖长度可以表示为 $L=\Phi R$；从相反的角度看，也就是说，飞机飞行距离 L，雷达可以覆盖同一个点. 这就意味着，它的成像孔径由雷达孔径 D 扩大为它的飞行距离 L. 根据式(3.14)，可以估计合成孔径雷达在飞行方向的分辨率：

$$r_a = \lambda L/R = D, \tag{3.19}$$

这里忽略了系数 1.22. 在合成孔径雷达成像中，一般以 $D/2$ 作为系统在行进方向的分辨率. 可见，由于 λ，D 和张角 Φ 的关系，合成孔径雷达的飞行方向分辨率与载波的波长以及雷达和被测物体之间的距离均无关，只是受到雷达孔径的限制. 而且，与普通成像相反，雷达的孔径越小，分辨率反而越高. 这里我们必须注意到，在以上的讨论中，采取了窄发射角的近似；也就是说，以上讨论是在雷达口径远大于载波波长的情况下成立的. 因此，式(3.19)并不表明合成孔径雷达可以突破衍射极限达到远小于波长的分辨率. 以上讨论是基于雷达发射方向固定的情况；在实际测量中，雷达可以跟踪待测区域来调整角度，这样就更加拓展了成像孔径，使飞行方向分辨率更高.

同样的技术也适用于脉冲太赫兹波的合成孔径成像. 太赫兹

脉冲的脉冲宽度大约是 1 ps,因此在理论上它的侧向分辨率约为 150 μm. 在实际测量中,太赫兹脉冲的时间分辨率往往可以低于其脉冲宽度,因此在侧向实际可以获得 10 μm 数量级的分辨率,其飞行方向的分辨率也可以达到波长数量级. 这一点是和普通雷达成像不同的. 在雷达成像中,由于其脉宽一般远大于其载波波长,因此往往在系统的行进方向上的分辨率要好于侧向分辨率.

如果在测量中记录了不同点的相对相位关系,则合成孔径成像可以实现相干成像. 在相干成像中,任意两个探测器 i 和 j 组成一条基线. 每条基线对应于相空间的一个点. 假设探测器分布在空间的同一个平面内,该点在相空间的坐标可以表示为

$$u_{ij}=\frac{x_i-x_j}{\lambda},\quad v_{ij}=\frac{y_i-y_j}{\lambda},\tag{3.20}$$

其中 u_{ij} 和 v_{ij} 是相空间的坐标元,x_i,x_j,y_i,y_j 是探测器的空间坐标,λ 是载波的波长. 该点的振幅等于两探测器测量信号振幅的积,即 $A_{ij}=A_iA_j$,而相位则是两探测器信号相位之差: $\Phi_{ij}=\Phi_i-\Phi_j$. 这样,如果有 N 个探测器,则其相空间有 $N(N-1)$个点. 物体的像是相空间测量点的傅里叶变换,有

$$I(x',y')=\iint A(u,v)\exp[-\mathrm{i}\Phi(u,v)]\cdot\exp(\mathrm{i}2\rho xu)\exp(-\mathrm{i}2\pi yv)\mathrm{d}u\mathrm{d}v,\tag{3.21}$$

其中 x', y'是像空间的坐标元. 相干成像的分辨率可以由它最长的基线长度来估计.

§3.3 与太赫兹光谱和成像相关的技术

3.3.1 太赫兹波收发器

在讨论脉冲太赫兹波发射和探测技术时,我们知道,太赫兹脉冲的发射元件和探测元件是相同的,可以利用光电导天线发射太

赫兹脉冲，也可以用它来探测太赫兹脉冲．同样地，电光晶体既可以用做太赫兹脉冲发射源，也可以作为探测器．因此，在太赫兹光谱或成像系统中，使用同一元件既作为太赫兹波发射器，又作为太赫兹波探测器是可能的．这种装置被称为太赫兹波收发器．太赫兹波收发器的使用不仅使得太赫兹系统的元器件减少，更主要的是，使它在太赫兹系统应用，尤其是在对物体进行反射式光谱测量和成像的应用中更为简单．图 3-14 是太赫兹波收发器用于飞行时间成像的装置图．对比图 3-11，我们发现在使用太赫兹波收发器的成像装置中不需要太赫兹波分束器．这使得系统对太赫兹波功率的利用至少提高四倍．

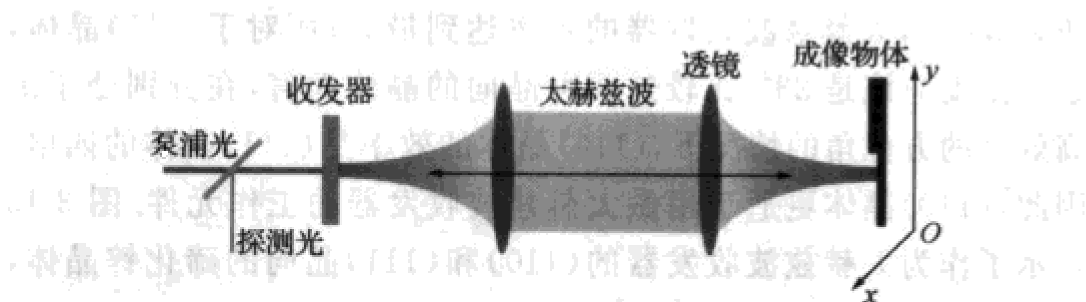


图 3-14 利用太赫兹波收发器进行飞行时间成像的原理图

基于§2.2 中的讨论我们知道，在电光晶体被用做太赫兹波发射源时，其发射效率以及发射太赫兹电场的偏振与晶体的晶轴和激发激光的偏振方向之间的夹角有关．同时，作为探测器使用时，电光晶体的探测灵敏度同晶体的晶轴与探测光和太赫兹电场的偏振方向之间的夹角都有关系．因此，在使用电光晶体作为太赫兹脉冲收发器时，必须选择合适的晶体方位角使得发射和探测结合后的效率达到最高．根据第二章的讨论可知，当使用碲化锌等闪锌矿结构的电光晶体作为太赫兹脉冲收发器时，最后测量得到的信号与晶体方位角的关系可以表示为[3]

$$\begin{aligned} S &\propto E_{\mathrm{THz}}\sin[2(\theta-\varphi)]\Gamma \\ &\propto \sin[2(\theta-\varphi)]\sqrt{\sin^2\theta(1+3\cos^2\theta)}\sqrt{1+3\sin^2\phi}, \end{aligned} \tag{3.22}$$

$$S \propto E_{\mathrm{THz}} \sin[2(\theta-\varphi)] \Gamma \propto \sin[2(\theta-\varphi)]. \qquad (3.23)$$

式(3.22)适用于(110)晶向的电光晶体；而式(3.23)适用于(111)晶向的电光晶体. 式中，θ 是泵浦光的偏振方向与晶体标定轴之间的夹角：(110)晶体的标定轴是[001]轴；而(111)晶体的标定轴定义为[$\bar{1}\,\bar{1}$2]轴. ϕ 是发射的太赫兹电场的偏振方向与晶体标定轴之间的夹角. φ 是在探测中太赫兹电场所导致的折射率椭球的短轴与晶体标定轴之间的夹角. 在这两种晶向的晶体中，ϕ 和 φ 都可以由 θ 表示出来. 因此式(3.22)，(3.23)都是 θ 的单一变量函数. 在式(3.22)中，S 随 θ 的变化是以 180°为周期变化的；而在式(3.23)中这一变化周期是 90°. 计算表明，对于(110)晶体，在其晶体的方位角是 26°时，太赫兹波收发器的效率达到最高；而对于(111)晶体，这一角度应该是 23°. 比较这两种晶向的晶体而言，在分别处于最高效率的方位角的情况下，(110)晶体的效率是(111)晶体的四倍. 因此，(110)晶体更适于用做太赫兹波收发器的工作元件. 图 3-15 显示了作为太赫兹波收发器的(110)和(111)晶向的碲化锌晶体，其工作效率和晶体方位角的关系.

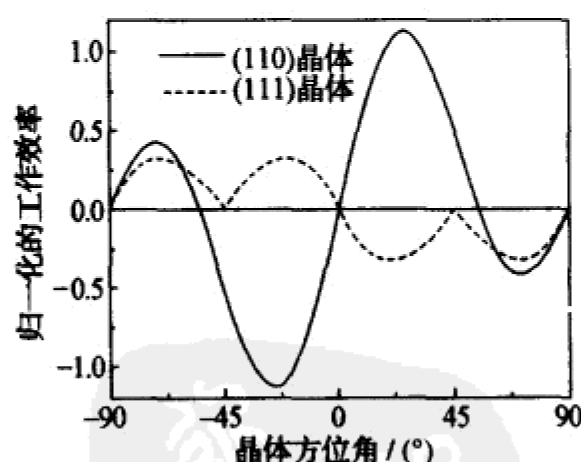


图 3-15 (110)和(111)晶向的碲化锌晶体作为太赫兹波收发器使用时其效率和方位角的关系

光电导天线也可以用做太赫兹波收发器. 它不受方位角的影响，但是它的响应受到天线中载流子寿命的影响. 只有自由载流子

得以迅速淬灭的天线，才可用做太赫兹收发器.

3.3.2　圆渐开线型光学延迟器

虽然单脉冲测量技术可以极大地提高太赫兹波光谱和成像的速度，然而，这种技术需使用激光放大器，而且在测量太赫兹时域波形时，其时间分辨率受到啁啾展宽的限制.因此在多数情况下，测量太赫兹光谱时，仍然需要使用光学延迟线来得到时间取样.传统的时间延迟线是由一个直线运动的平移台驱动一台反向反射器构成的.这种延迟装置可以非常好地控制时间的延迟，但是其扫描速度受到平动物体运动惯量的限制.长久以来，人们希望利用连续的转动代替直线运动以实现快速的时间扫描，多种转动装置(比如转动的玻璃块、多棱镜、螺旋体等)被用做光学延迟器.这些装置的确能够实现快速的扫描，但是它们在线性度、占空比、返回光斑的稳定性以及所允许的扫描长度等方面都有所不足.

渐开线是一种特殊的曲线，它是基于另一种曲线来定义的.曲线的渐开线可以看做当一条绕在该曲线上的线段在从曲线上绕开时其端点的轨迹.圆的渐开线的描述式如下：

$$x = a(\cos\phi + \phi\sin\phi),\quad y = a(\sin\phi - \phi\cos\phi),\qquad (3.24)$$

式中 a 是圆的半径，ϕ 是旋转角度，x 和 y 是直角坐标.图 3-16 给出了圆的渐开线.圆的渐开线有两个特点：其一是在任一点处圆的渐开线垂直于与其相交的圆的切线；其二是该切线从与圆的相切点处到与渐开线相交点的距离与旋转角成正比.

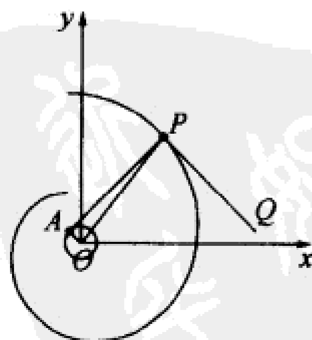


图 3-16　圆 O 及其渐开线

在一个圆的圆心 O 和其圆周上 A 点处各安装一面反射镜，使得入射到 O 点的光线由此传递到圆周，再沿圆的切线 AP 发射出去. 如果该圆的渐开线是一面反射镜，由以上讨论可知，该光线必将沿原路返回. 当处于 O 和 A 点的反射镜对绕着位于 O 点并与该圆垂直的轴旋转时，只要入射光是沿旋转轴入射的，其入射情况将不会改变. 该光线必然由具有圆的渐开线形状的反射镜反向反射回来，而且光程的增量是与旋转角成正比的. 这样，就形成了一个线性工作的光学延迟线，其延迟与旋转角的关系和总的延迟范围分别是

$$\delta T = 2a\delta\phi/c, \tag{3.25}$$

$$T = 4a\pi/c, \tag{3.26}$$

其中 c 是光速. 由式(3.26)可知，要实现 1 ns 时间延迟，只需使用半径为 2.4 cm 的圆的渐开线. 该延迟线的原理如图 3-17 所示.

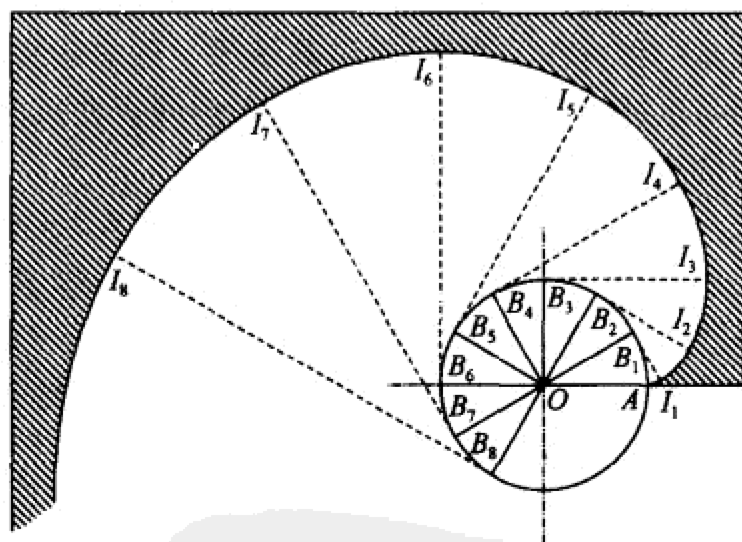


图 3-17　圆渐开线型光学延迟线的原理图

其中光脉冲沿 $OB_iI_iB_iO(i=1,2,\cdots)$ 的路径入射和返回，其光程增量与旋转角 $\angle AOB_i$ 成正比.

一种更小型化、更简易的圆渐开线型光学延迟器如图 3-18 所示. 在这种装置中，光线并非由圆周沿其切线，而是由外部沿其切

线反向照射到圆的渐开线上. 由以上的讨论知，该光线将被圆的渐开线发射，沿原路反射回去. 当圆的渐开线绕圆心旋转时，入射光线的光程增量与式(3.25)的描述是一样的. 由于这种光学延长线小巧、简单，更适用于小型化的太赫兹光谱装置.



图 3-18　小型化的圆渐开线型光学延迟器
该延迟器可以实现大于 100 ps 的时间延迟.

圆的渐开线是一条曲线，而且其曲率半径是随着旋转角而变化的. 这就造成它对平行入射的光线具有会聚或发散的效果. 因此，只有通过某些技术弥补由曲面反射镜造成的会聚和发散，才能够更为方便地操作这些光线. 这里用到圆的渐开线的另一条性质：圆的渐开线上任一点处的曲率半径等于该点沿圆的切线到切点的距离. 这样，如果利用一面固定的柱面镜或透镜，将入射光会聚在圆周上，则原路返回的光束再经过该柱面镜后将会恢复为平行光束.

由于入射光从圆周向圆的渐开线照射时并非平行光，因此该光束的不同角分量具有不同的光程. 这就限制了圆渐开线型光学

延迟器的时间分辨本领. 由人射光发散角引起的光程差表示为

$$\tau = a(\delta\phi)^3/12c. \tag{3.27}$$

由于 $\delta\phi$ 是小量,因此上式中的光程差将会非常小. 对于一台可以产生 1 m 光程差的延迟器而言,一般的商业激光器都可以使其时间分辨率保持在 1 fs 以内.

3.3.3 无移动元件的光学延迟器

上述的圆渐开线型光学延迟器和传统的光学延迟器一样,都是由一台机械运动的装置驱动光的反射元件导致光程的变化,以实现光程延迟扫描的. 这种方法的好处在于可以获得较高的时间分辨率和较好的光功率利用率. 在某些情况下,可以使用无移动元件的光学延迟器,提高延迟的扫描速度并扩大扫描区间. 这里介绍两种无移动元件的光学延迟器技术:差异重复频率的双脉冲激光器技术和多通道的光纤技术.

图 3-19 显示了差异重复频率的双脉冲激光器技术的工作原理. 这种时间延迟技术使用两台飞秒脉冲激光器,其中一台作为主激光,重复频率为 f_1,另一台为从激光,它的相位被主激光所控制,重复频率为 f_2. 两者重复频率差 $\delta f = f_1 - f_2 \ll f_1, f_2$. 利用主激光作为太赫兹脉冲激发源,而从激光作为太赫兹脉冲探测光,假设在某个脉冲时主、从激光脉冲在时间上重合,由于两个激光的重复频率不同,则在下一个脉冲时两个脉冲之间有一个时间差

$$\delta t = \frac{\delta f}{f_1 f_2}. \tag{3.28}$$

以后的每个脉冲都依次增加 δt,直到两个激光脉冲再次重合为止. 这样,就完成了探测激光对太赫兹脉冲的时间取样测量. δt 是该技术的时间分辨率,δf 是该技术的时间延迟扫描的频率,而 $1/f_1$ 是其扫描区间. δf 可以通过调节从激光器的腔长来控制,其扫描区间等于主激光器两脉冲之间的时间间隔,对于多数飞秒激光振荡器,这一时间是 10～20 ns. 我们看到,由于在时间分辨和其时间延迟的

扫描频率之间存在正比关系，因此扫描频率并非可以任意提高的.

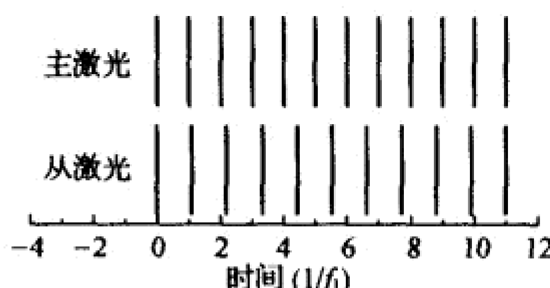


图 3-19　在差异重复频率的双脉冲激光光学延迟技术中主、从激光的脉冲序列及其相对时间的关系

多通道光纤技术的原理见图 3-20. 多通道光纤延迟器是由多个不同长度的光纤阵列和多个电控的光开关组成的. 在使用过程中，由光开关控制激光通过不同的光纤组合以实现其光程的改变. 由于采用电控，该延迟器的工作速度非常快(可以达到兆赫兹数量级)；而且由于使用光纤，扫描范围非常宽(可以达到微秒数量级). 但是光纤的使用限制了其入射激光的光强，而且激光脉冲通过光纤后会发生展宽，因此该方法的时间分辨率往往较低. 这种时间延迟技术一般用在对时间分辨率要求不高的应用(比如控制光电导开关天线阵列的相位)中.

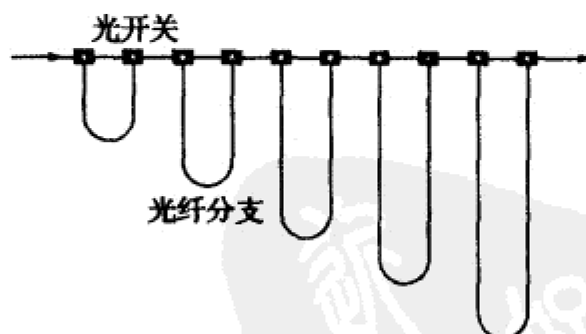


图 3-20　多通道光纤时间延迟器的工作原理图

激光脉冲经过光纤传播. 在光路中的开关可以控制激光通过不同的分支组合，以获得所需要的光学延迟.

3.3.4 太赫兹波时域光谱与傅里叶变换红外光谱的比较

太赫兹波时域光谱和傅里叶变换红外(Fourier transform infrared, FTIR)光谱都是用在中远红外波段的光谱技术,其中在太赫兹波时域光谱中使用的光源是由飞秒脉冲激光激发的太赫兹脉冲,而在FTIR光谱中使用的光源是热辐射光源.两者使用的光源都是宽频带光源,它们都是先利用时间延迟进行时域测量的方式获得光谱在时域的波形,再利用傅里叶变换将时域波形所携带的信息在频域中表现出来.以下我们比较这两种光谱不同之处.

一般的太赫兹波时域光谱可以较好地覆盖0.1～3 THz的光谱范围.利用较窄脉冲的激光脉冲,可以激发高频达到10 THz的电磁脉冲;利用更短的激光脉冲和薄的电光晶体,可以获得直到100 THz的电磁脉冲,然而其动态范围将会比较低.对FTIR光谱而言,其光源辐射的光谱范围可以覆盖更宽的范围.它的光谱限制主要来源于探测器对低频电磁波响应灵敏度的降低和光学元件的光谱响应范围.在目前的情况下,FTIR在10 THz以上较有优势;而太赫兹时域光谱则在3 THz以下较好;在3～10 THz之间两者大致相当.

太赫兹时域光谱的光源是脉宽在皮秒数量级的太赫兹脉冲,因此它可以很容易地进行时间分辨光谱的测量,其时间分辨率可以达到皮秒.FTIR光谱也可以采取脉冲灯或高速开关等进行时间分辨光谱的测量,但是它的时间分辨率只能达到纳秒数量级.

在太赫兹波时域光谱中测量的物理量是太赫兹脉冲的电场,其中包含振幅和相位的信息.所以,太赫兹波时域光谱可以直接获得样品折射率的信息.FTIR光谱与其他传统的光谱一样,只能测量振幅的信息,需要进行克拉默斯-克勒尼希变换才能够获得物体的折射率.表3-3比较了在中远红外波段太赫兹波时域光谱和FTIR光谱.

表 3-3　太赫兹时域光谱和 FTIR 光谱的比较

	太赫兹时域光谱	FTIR 光谱
频谱范围/THz	0.1～100	全光谱
优势范围/THz	0.1～10	>10
测量物理量	电场强度	光强
时间分辨率	皮秒	纳秒
相干测量	相干	非相干

参 考 文 献

[1] Xu J, Yuan T, Mickan S, et al. Limit of spectral resolution in terahertz time-domain spectroscopy. Chin. Phys. Lett., 2003, 20: 1266.

[2] Jiang Z, Zhang X C. Measurement of spatio-temporal terahertz field distribution by using chirped pulse technology. IEEE J. Quant. Electron., 2000, 36: 1214.

[3] Chen Q, Tani M, Jiang Z, et al. Electro-optic transceivers for terahertz-wave applications. J. Opt. Soc. Am. B, 2001, 18: 823.

第四章　太赫兹波与物质的相互作用

§4.1　太赫兹波与自由载流子

4.1.1　物质在太赫兹波段的介电常数

为了发展太赫兹技术，利用太赫兹波来检测物质的性质，必须首先了解太赫兹辐射与不同物质相互作用的特性. 太赫兹波与物质相互作用的一种比较简单并且常见的情况是太赫兹波与自由载流子的相互作用. 比如，太赫兹电磁波与导体或高自由载流子浓度的半导体相互作用的过程就主要表现为它与自由载流子的相互作用. 在一般情况下，这一相互作用可以采用经典的德鲁德(Drude)模型进行处理. 在这一模型中，载流子的运动是相对独立的，除了相互碰撞以及它们对整体的库仑(Coulomb)场的贡献之外，载流子之间的相互作用可以忽略. 载流子的碰撞是瞬时发生的，两次碰撞之间的时间间隔可以由统计平均碰撞时间 τ 描述. τ 不随载流子的位置或运动速度而变化. 这时，由电磁波驱动的载流子的运动方程可以表示为

$$m^* \frac{\mathrm{d}^2 x}{\mathrm{d}t^2} + \frac{m^*}{\tau}\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} - qE = 0, \tag{4.1}$$

其中 m^* 代表载流子的有效质量，q 是载流子携带的电荷，E 是电场强度. 利用平衡态的性质，可以将 τ 表示为

$$\tau = m^* \mu/q, \tag{4.1(a)}$$

其中 μ 是载流子的迁移率. 半导体硅的电子有效质量是 $m^* = 0.19m_0$（m_0 是电子的质量），电子迁移率为 $\mu = 1400\ \mathrm{cm}^2/(\mathrm{V \cdot s})$，则电子的平均碰撞时间大约为 1.5 ps. 电场 E 与载流子位移 x 形

成的电偶极矩存在如下的关系：

$$P=(\epsilon-\epsilon_{\infty})\epsilon_0 E=Nqx, \tag{4.1(b)}$$

其中 ϵ_{∞} 是高频(相对)介电常数，N 是自由载流子密度，ϵ_0 代表真空介电常数，而 ϵ 是物质的相对介电常数. 将(4.1)改写为电极化率的方程，则有如下形式：

$$\frac{\mathrm{d}^2P}{\mathrm{d}t^2}+\gamma\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}t}-\frac{Nq^2}{m}E=0, \tag{4.2}$$

其中 $\gamma=1/\tau$ 是物质中载流子相位相干性的衰减系数. 如果不考虑非线性过程，物质与电磁波的相互作用可以表示为其与各个频率的单色电磁波相互作用的叠加. 对于每一频率的电磁波，电场和物质的电极化率都可以写做简谐振荡的形式：$E=E_0\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}$ 和 $P=\chi E_0\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t}$，则式(4.2)可以写为

$$\chi(\omega^2-\mathrm{i}\gamma\omega)+\frac{Nq^2}{m}=0. \tag{4.3}$$

在这种情况下，解方程(4.3)就可以得到物质在该频率的复介电常数：

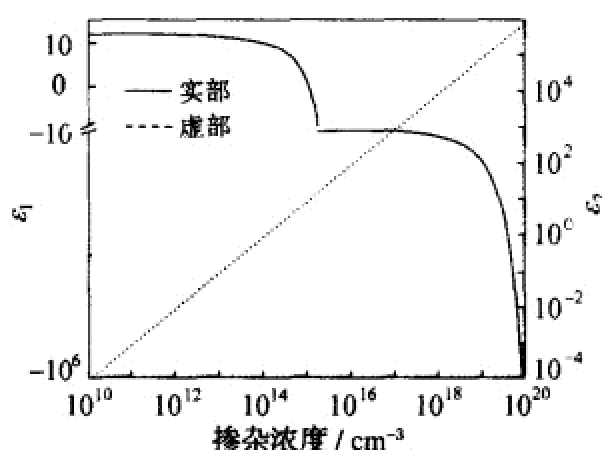
$$\begin{aligned}\tilde{\epsilon}(\omega)&=\epsilon_{\infty}-\frac{\epsilon_{\infty}\omega_{\mathrm{p}}^2}{\omega^2-\mathrm{i}\omega\gamma}\\&=\epsilon_{\infty}\left(1-\frac{\omega_{\mathrm{p}}^2}{\omega^2+\gamma^2}-\mathrm{i}\frac{\omega_{\mathrm{p}}^2\gamma}{\omega(\omega^2+\gamma^2)}\right),\end{aligned} \tag{4.4}$$

其中

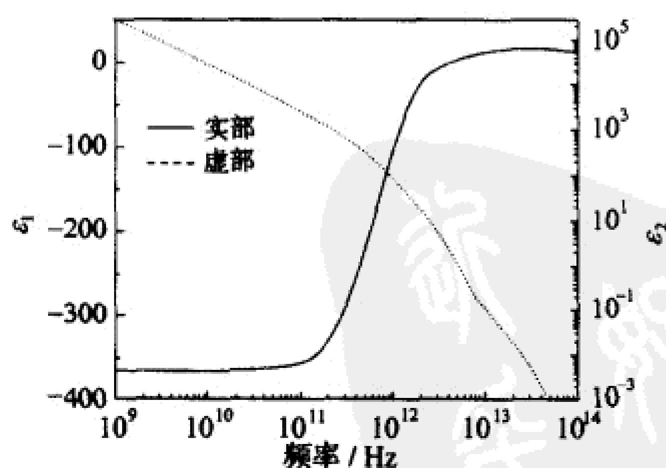
$$\omega_{\mathrm{p}}=\sqrt{\frac{Ne^2}{m^*\epsilon_{\infty}\epsilon_0}} \tag{4.5}$$

称为物质的等离子体振荡频率，它正比于其中自由载流子密度的平方根 $\sqrt{N}$. 由于金属具有非常高的电子密度，因此它的等离子体振荡频率也非常高，处于紫外波段. 然而半导体的情况则并不相同，比如半导体硅的高频电介质常数 $\epsilon_{\infty}=11.7$. 对于自由电子密度为 $3\times10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ 的硅，$\omega_{\mathrm{p}}\approx1$ THz. 对于自由电子密度为 $10^{12}\,\mathrm{cm}^{-3}$ 的高纯硅，$\omega_{\mathrm{p}}\approx0.006$ THz，这导致它对太赫兹波是透明的. 图 4-1(a)显示了根据式(4.4)计算所得的不同掺杂浓度的硅在 1 THz 频率的

介电常数，在计算中没有考虑电子的有效质量和迁移率随掺杂浓度的变化. 在低掺杂浓度情况下，太赫兹辐射的频率远高于硅中的等离子体振荡频率. 这时硅的介电常数接近实数，而且其数值近似等于高频极限的介电常数. 随着掺杂浓度的提高，其等离子体振荡频率也随之增高. 当 ω_p^2 与 $\omega^2+\gamma^2$ 相当时，硅的介电常数的实部将明显小于高频极限值. 当掺杂浓度继续提高直到 $\omega_p^2>\omega^2+\gamma^2$ 时，介电常数的实部变为负的；与此同时，其虚部也不再是可以忽略的，介电常数的复数性质变得非常明显. 图 4-1(b)显示了在同样条件下计算所得的掺杂浓度为10^{16}cm^{-3}的硅对不同频率的电磁波的介



(a)



(b)

图 4-1 由式(4.4)计算所得的不同掺杂浓度的硅在 1 THz 频率的介电常数(a)以及掺杂浓度为 10^{16}cm^{-3}的硅对不同频率的介电常数(b)

电常数. 与图4-1(a)类似，当 $\omega<\omega_p$ 时，材料表现负的介电常数；而与之相对地，当 $\omega>\omega_p$ 时，材料表现为正的和实数的介电常数. 对于高掺杂的硅，它的低频介电常数的实部为负数. 如果介电常数为负数的材料在同一频率的磁介质常数也是负数，该材料在这一频率的折射率即为负数. 电磁波在这种材料中表现出奇特的传播特性，这种材料称为左手材料.

对于半导体材料（比如砷化镓），在没有外部激发的情况下，它的内部载流子是处于动态平衡的；也就是说，尽管在该材料中存在因掺杂而引起的自由载流子，但是并没有宏观的电荷运动. 如果这时半导体受到飞秒激光脉冲的激发，则由激光激发产生的自由载流子受到半导体表面电场的驱动而加速运动. 我们在第二章中讨论过，这一瞬生载流子的加速运动会导致太赫兹波的发射. 在发射太赫兹波的同时，还可能引起自由载流子的等离子体振荡. 另外，由于在半导体中电子和空穴发生分离，从而在半导体中形成瞬变电场. 这一瞬变的电场将会破坏半导体中“冷”的自由载流子的平衡状态，从而导致“冷”的自由电子气体发生等离子体振荡. 这两种等离子体振荡都可以导致太赫兹波的发射. 图 4-2 中表现了由等

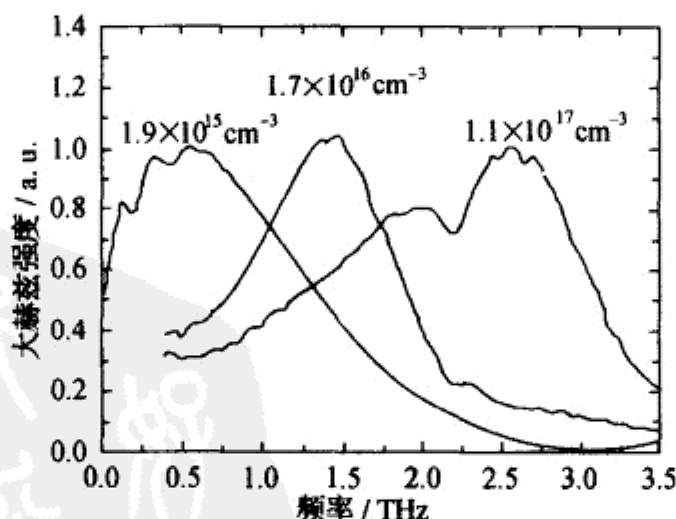


图 4-2　不同掺杂浓度的 n 型砷化镓发射太赫兹脉冲的光谱
激发光子密度均低于掺杂浓度.（感谢 Kersting 博士允许使用该图.）

离子体振荡而发射的太赫兹脉冲及其中心频率随着砷化镓晶体掺杂浓度的变化[1].

4.1.2 物质在太赫兹波段的折射率

在光学和光谱学领域中讨论物质与电磁波相互作用时，往往使用物质的复折射率 $\tilde{n}\equiv n+i\kappa$ 来直接地描述物质的性质. 比如，当单色电磁波在物体中传播时，电磁波的穿透率可以用下式表示：

$$E_t = E_0\exp(inkl)\exp(-\kappa kl), \tag{4.6}$$

其中 l 是电磁波在物质中的传播距离. 这样，由于电磁波穿透物质而引起的相位延迟和振幅衰减就可以直接由物质折射率的实部和虚部表示. 根据电动力学原理可以知道，物质的折射率是由它的相对介电常数和相对磁介质常数决定的：$\tilde{n}^2=\tilde{\varepsilon}\tilde{\mu}$. 如果所研究的物质为非磁性材料，有 $\tilde{\mu}\approx 1$，则 $n\approx\sqrt{\epsilon}$. 对于高振荡频率的电磁波，如果自由电子的碰撞时间远大于电磁波的振荡周期，可以假设 $\gamma\approx 0$. 这时，材料的复折射率可以表示为

$$\tilde{n} = n_\infty\sqrt{1-\omega_p/\omega}, \tag{4.7}$$

其中 $n_\infty\equiv\sqrt{\varepsilon_\infty}$ 是物质在高频的折射率. 当 $\omega_p>\omega$ 成立，即电磁波的频率低于物质的等离子体振荡频率时，物质的折射率为纯虚数. 这时，电磁波在其中是损耗的，而当 $\omega_p<\omega$ 成立时，物质的折射率为实数，即电磁波在其中是没有损耗的. 必须注意的是，由于太赫兹波振荡的频率相对较低，因此 $\omega\gg\gamma$ 并不总是成立的. 因此，实际的折射率与式(4.7)相比有所修正. 图 4-3 对比了由式(4.4)，(4.7)分别计算所得的自由载流子浓度为 $10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ 的硅对不同频率电磁波的折射率. 可见，由于 γ 的影响，物质的折射率将偏离式(4.7)所描述的形式.

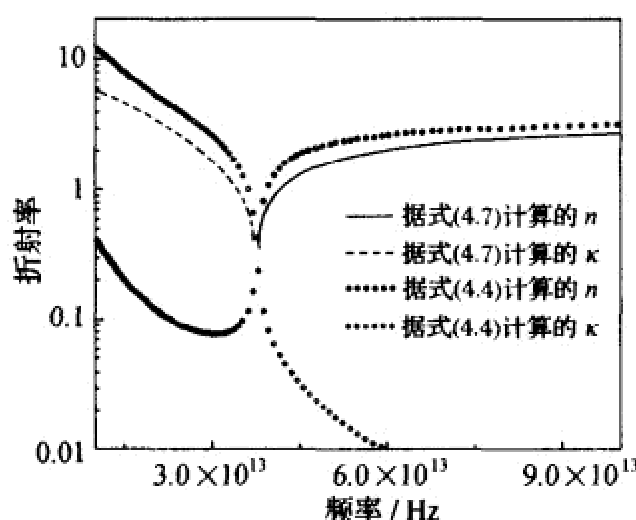


图 4-3　由式(4.4)，(4.7)分别计算所得的掺杂浓度为 $10^{18}\,\mathrm{cm}^{-3}$ 的硅在不同频率的折射率

4.1.3　利用太赫兹光谱测量物质中载流子的性质

由以上讨论可知，太赫兹辐射对于物质中自由载流子的性质(包括浓度、有效质量、迁移率等)是非常敏感的. 因此，可以使用太赫兹光谱研究物质，尤其是半导体或超导体样品中载流子的性质，其中一条重要的性质是物质在不同频率的电导率. 半导体器件的工作频率越来越高，目前已经达到吉赫兹(giga-hertz, GHz)(1 GHz$=10^9$ Hz)并继续向高频发展. 太赫兹光谱可以用来测量半导体材料在高频的电子学响应. 物质的复电导率与其介电常数有如下的关系：

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_\infty + \mathrm{i}\,\frac{\tilde{\sigma}}{\omega\epsilon_0}. \tag{4.8}$$

将上式带入式(4.4)，有

$$\tilde{\sigma} = \epsilon_0\epsilon_\infty\,\frac{\omega_p^2}{\mathrm{i}\omega+\gamma}. \tag{4.9}$$

这样，在太赫兹光谱中测得物质的复折射率后，即可通过折射率和介电常数的关系以及式(4.9)得到物质在不同频率的复数电导率. 需要注意的是，以上的讨论是基于经典的德鲁德模型的. 该模型只是在一定情况下(自由电子模型)近似成立；在这一近似不能成立

的情况下，需要对该模型进行修正或应用量子力学进行严格的计算，才能得到与实际物理现象相符的描述.

一个利用太赫兹波与自由载流子相互作用探测半导体中的载流子性质的应用是，利用光泵浦太赫兹探测光谱测量半导体材料中的光生自由载流子在产生之后形成库仑屏蔽的动态过程. 图4-4显示了在激光脉冲激发之后太赫兹脉冲穿过砷化镓晶体时透射光谱随不同延迟时间的变化[2]. 利用德鲁德模型，可以很好地模拟太赫兹波透射光谱与载流子的库仑屏蔽状态形成的动态过程. 图中的吸收峰值表现了半导体材料中光生自由载流子与声子的相互作用. 半导体中声子与太赫兹波的相互作用将在§4.2中详细讨论.

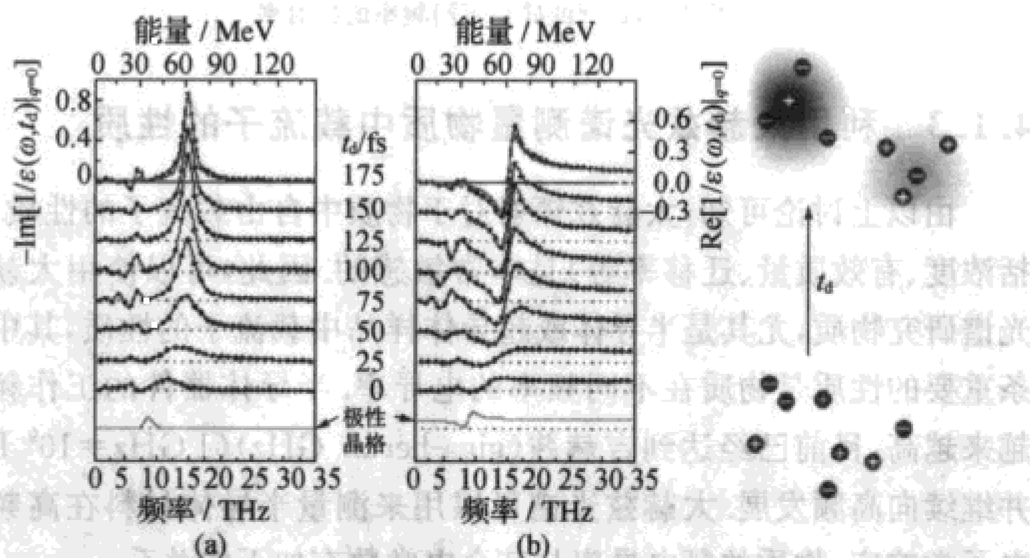


图 4-4 库仑屏蔽和等离子体散射的建立

(a)和(b)分别表示在长波极限情况下，介电常数倒数 $1/\varepsilon_q$ 的虚部和实部与波长的关系以及它们在激发后随时间 t_d 的变化；(c)给出了受激发的自由载流子随 t_d 演化的示意图.（感谢 Leitenstorfer 博士允许使用该图.）

§4.2 太赫兹波与能级共振态

4.2.1 电磁波与共振结构的相互作用

与自由载流子不同，受到势场束缚的载流子（比如原子中的电

子或位于势垒中的电子等)，根据量子力学的原理，其能级将会出现分离的本征态. 这些能级本征态在物质与电磁波的相互作用中起到非常重要的作用. 在与电磁场相互作用时，这些能量的本征态可以唯象地表示为振荡频率为 $\omega_0 = E_0/\hbar$ 的谐振子(其中 E_0 代表载流子的能级，$\hbar$ 是普朗克常数). 这样，方程(4.1)和式(4.4)可以分别被改写为

$$\frac{\mathrm{d}^2 x}{\mathrm{d}t^2} + \gamma \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} + \omega_0^2 x = \frac{q}{m^*}E, \tag{4.10}$$

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_\infty \omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + \mathrm{i}\gamma\omega}. \tag{4.11}$$

这时，物质的折射率可以写成如下的形式：

$$n^2 = n_\infty \left(\frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + \mathrm{i}\gamma\omega} + 1 \right). \tag{4.12}$$

当电磁波的振荡频率远离物质的共振频率，而且远高于物质的等离子体振荡频率时，有 $|\tilde{n}| \approx n_\infty$. 这时，物质折射率的实部和虚部可以分别写做如下的形式：

$$\begin{cases} n = n_\infty \left\{ 1 + \dfrac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{2[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2]} \right\}, \\ \kappa = n_\infty \dfrac{\omega_p^2 \omega\gamma}{2[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2]}. \end{cases} \tag{4.13}$$

对于远低于物质共振频率($\omega \ll \omega_0$)的电磁辐射，其折射率的实部是

$$n \approx n_\infty \left(1 + \frac{\omega_p^2}{2\omega_0^2} \right) \tag{4.14}$$

是一个常数. 而当电磁波的振荡频率远高于其共振频率($\omega \gg \omega_0$)时，折射率的实部可以表示为

$$n \approx n_\infty \left[1 - \frac{\omega_p^2}{2(\omega^2 + \gamma^2)} \right]. \tag{4.15}$$

在电磁波与有特征共振频率的物质的相互作用中，我们最感兴趣的情况是近共振的情况；也就是说，当电磁波的振荡频率与共振频率相似($\omega \approx \omega_0$)，即 $\delta\omega \equiv |\omega_0 - \omega| \ll \omega_0$ 时，物质的折射率可以近

似表示为

$$n = n_{\infty} \frac{\omega_p^2 \delta\omega / 4\omega_0}{(\delta\omega)^2 + (\gamma/2)^2}, \quad \kappa = n_{\infty} \frac{\omega_p^2 \gamma / 8\omega_0}{(\delta\omega)^2 + (\gamma/2)^2}. \tag{4.16}$$

图 4-5 显示了在 $\omega \approx \omega_0$ 时物质的折射率. 可见,物质折射率的虚部在共振频率处显现为一个峰值. 根据式(4.6)的描述,物质在该频率处表现出吸收峰,即在太赫兹吸收光谱中可以通过吸收峰的位置确定该物质的能量共振结构. 图 4-6 给出了水蒸气在 2~14 THz 频谱范围的吸收光谱,从中可以清晰地看到由于水分子的转动能级而引起的吸收峰的位置. 其中,在 6 THz 附近的空白是由于作为太赫兹发射源和探测器的碲化锌晶体的声子带的吸收造成的.

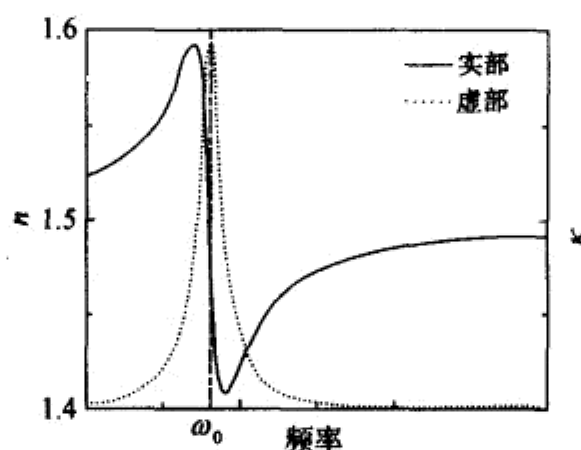


图 4-5 由式(4.16)计算所得的折射率

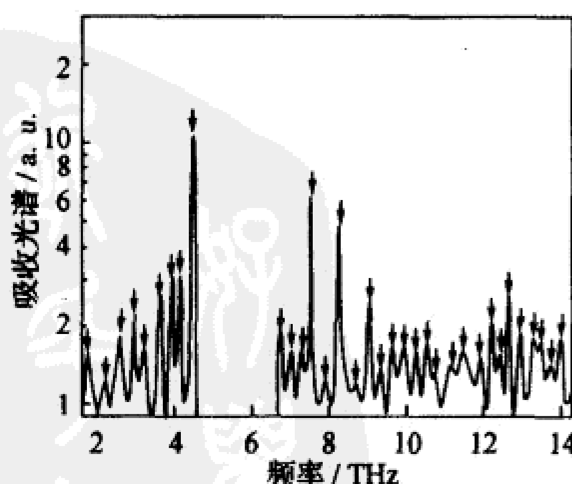


图 4-6 水蒸气的吸收光谱

4.2.2 太赫兹反射光谱和晶体的声子振荡[3]

物质的能级结构不但能够反映在其太赫兹吸收光谱中，也可以反映在其太赫兹波反射光谱中. 根据菲涅耳原理，物质表面对电磁波的反射可以表示为

$$\tilde{r}_{/\!/} = \frac{\tilde{n}\cos\theta_i - \cos\theta_t}{\tilde{n}\cos\theta_i + \cos\theta_t}, \quad \tilde{r}_{\perp} = \frac{\cos\theta_i - \tilde{n}\cos\theta_t}{\cos\theta_i + \tilde{n}\cos\theta_t}, \tag{4.17}$$

其中 $\tilde{r}_{/\!/}$ 和 $\tilde{r}_{\perp}$ 分别代表物体表面对 p 和 s 偏振光的反射率，θ_i 和 θ_t 则分别表示入射角和透射角. 这样，通过测量物质的反射率光谱，就可以计算物质在不同频率的复折射率，从而获得物质中载流子和能级结构的性质. 图 4-7 显示了利用太赫兹波反射光谱测量半导体的声子带的实验装置图.

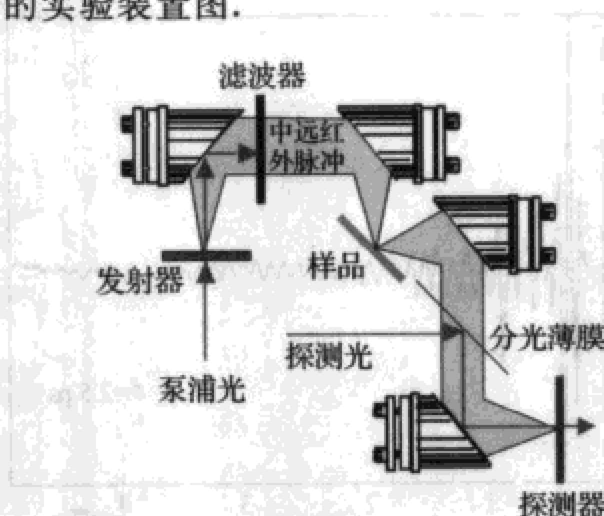


图 4-7 太赫兹反射光谱的实验装置图

在晶体结构中，由于晶格的周期排列，各个晶胞的振动模式可以耦合为整体的振动模式，成为声子. 如果在一个晶胞中存在一个以上的原子，则晶体中的声子又可以根据色散关系的不同分为声学声子和光学声子. 同时，基于声子振荡与其传播方向的关系，这两种声子又可以分为横波声子和纵波声子. 与太赫兹波发生相互作用的主要是晶体的光学声子. 以砷化镓晶体为例，它的第一横光学(transverse optical, TO)声子和纵光学(longitudinal optical,

LO)声子分别为 8.1,8.8 THz. 在声子带附近,砷化镓晶体表现出强烈的吸收性质,因此在 TO 和 LO 声子之间,晶体表现为电磁波光子的禁带. 而另一方面,在这一能量区域晶体表现出高的反射效率,这一区域称为晶体的剩余射线带. 在剩余射线带附近,晶体的复介电常数和折射率表示为

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = (n + \mathrm{i}\kappa)^2 = \varepsilon_\infty\left(1 + \frac{\omega_{\mathrm{LO}}^2 - \omega_{\mathrm{TO}}^2}{\omega_{\mathrm{TO}}^2 - \omega^2 + \mathrm{i}\gamma\omega}\right). \qquad (4.18)$$

结合式(4.17),(4.18),晶体的剩余射线带结构可以利用太赫兹反射光谱测量出来. 图 4-8 显示了由砷化镓晶体反射的太赫兹脉冲的时域波形,在该波形中表现出明显的振荡特性. 这一振荡在频率域中表征为一个特征结构.

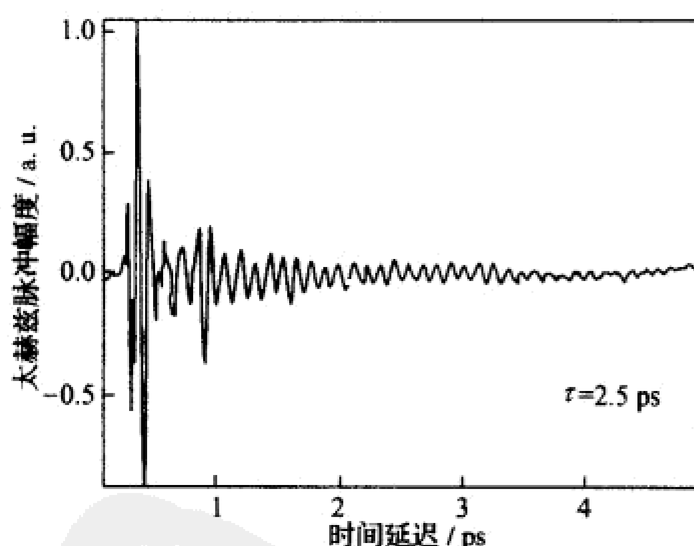


图 4-8 在反射光谱中测得的太赫兹脉冲的时域波形

对图 4-8 中的振荡部分进行傅里叶变换,可以得到太赫兹波反射谱的特征结构. 这一结果显示在图 4-9 中. 可见,在砷化镓晶体的 LO 和 TO 声子带之间存在着一个反射峰. 有趣的是,实验中观测到的反射峰的峰宽比理论预言的峰宽还窄. 这是由于在理论计算中所采用的声子带均假设为洛伦兹结构,而实际的声子共振结构则是偏离洛伦兹型的. 另外,实验中观察得到的非指数衰减所导致的实际衰减时间要远长于通过拉曼(Raman)光谱和指数拟合所获得的衰减时

间. 这也导致了理论计算所获得的反射峰较宽.

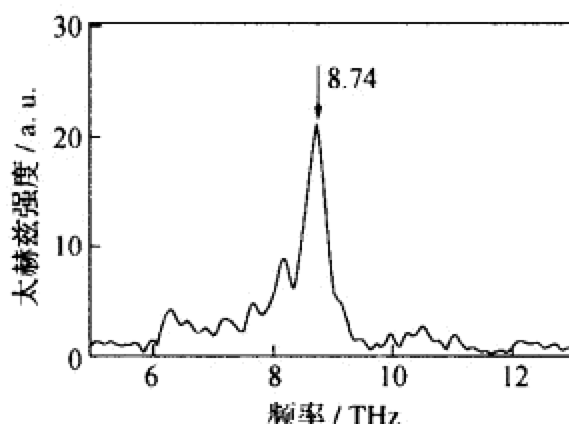


图 4-9　砷化镓晶体的太赫兹反射光谱

4.2.3　声子-自由载流子相互作用和太赫兹波发射光谱[3]

除了反射光谱之外，还可以利用光激发的自由电子和晶体的光学声子相互作用发射太赫兹脉冲的过程，通过太赫兹波的发射光谱来研究半导体的声子结构. 在具有较低对称性的半导体材料中，由于激光脉冲产生的电子-空穴等离子体密度的变化将会对晶格原子产生一个电场冲击. 这一冲击将会使得晶格原子偏离原来的平衡位置，而在新的平衡位置附近振动. 如果假设载流子是均匀分布的，则等离子体-声子的相互作用可以表示如下：

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2}{\partial t^2}P + \gamma_e \dfrac{\partial}{\partial t}P + \omega_p^2 P = \omega_p^2 (E_{ext} - 4\pi\gamma_{12} W), \\ \dfrac{\partial^2}{\partial t^2}W + \gamma_{Ph} \dfrac{\partial}{\partial t}W + \omega_{LO}^2 W = \dfrac{\gamma_{12}}{\epsilon_\infty}(E_{ext} - 4\pi P), \end{cases} \tag{4.19}$$

其中 P 代表电偶极矩，W 代表归一化的晶格原子位移，E_{ext} 为外加激发电场，γ_e，γ_{Ph} 和 $\gamma_{12} = \omega_{TO}\sqrt{(\epsilon_{DC} - \epsilon_\infty)/4\pi}$ 分别代表电子、声子和电声子相互作用的衰减系数(这里 ϵ_{DC} 表示半导体材料在低频的介电常数). 在采取如下近似的条件下，可以对式(4.19)进行简化. 首先，对于低掺杂浓度的半导体材料，它的等离子体振荡频率很低，则耦合作用可以忽略. 其次，激发脉冲的宽度远短于等离子体振荡周期，则等离子体振荡随时间的变化可以忽略. 再次，电子和空穴

的复合时间远长于等离子体振荡周期，则等离子体密度可以认为是不变的. 在这些近似情况下，可以将式(4.19)解为

$$P(t)=\frac{\omega_{\mathrm{p}}^{2}E_{\mathrm{ext}}}{\epsilon_{\infty}}[1-I(\omega_{\mathrm{p}})\cos(\omega_{\mathrm{p}}t)]\theta(t),$$

$$W(t)=\left[-\frac{\gamma_{12}E_{\mathrm{ext}}}{\epsilon_{\infty}\omega_{\mathrm{LO}}^{2}}+W_{0}I(\omega_{\mathrm{p}})\frac{\omega_{\mathrm{LO}}^{2}}{\omega_{\mathrm{LO}}^{2}-\omega_{\mathrm{p}}^{2}}\cos(\omega_{\mathrm{p}}t)\right.$$
$$\left.-W_{0}I(\omega_{\mathrm{LO}})\frac{\omega_{\mathrm{p}}^{2}}{\omega_{\mathrm{LO}}^{2}-\omega_{\mathrm{p}}^{2}}\cos(\omega_{\mathrm{LO}}t)\right]\theta(t),$$

由此得到

$$E(t)=E_{\mathrm{ext}}-\theta(t)E_{\mathrm{ext}}\left[1+I(\omega_{\mathrm{p}})\cos(\omega_{\mathrm{p}}t)+I(\omega_{\mathrm{LO}})\right.$$
$$\left.\cdot\frac{\omega_{\mathrm{p}}^{2}}{\omega_{\mathrm{LO}}^{2}-\omega_{\mathrm{p}}^{2}}\frac{\epsilon_{\mathrm{DC}}-\epsilon_{\infty}}{\epsilon_{\mathrm{DC}}}\cos(\omega_{\mathrm{LO}}t)\right]. \tag{4.20}$$

以上结果是在载流子密度均匀的近似条件下获得的. 在实际的激发过程中，受激发而形成的自由载流子的分布实际上非常不均匀. 这导致等离子体振荡和等离子体与声子耦合受到载流子分布不均匀的作用而展宽，从而对太赫兹脉冲发射的贡献并不显著. 只有不受载流子分布影响的声子振荡可在实验中被观察到. 在一个有限区域激发的相干的声子将产生一个宏观的电偶极振荡. 这一电偶极振荡将会产生一个频率相当于晶体 LO 声子能量的电磁辐射：

$$E_{\mathrm{rad}}\left(r,t+\frac{t}{c}\right)=\frac{V\sin\phi\mathrm{d}^{2}E}{\epsilon_{\infty}c^{2}r\mathrm{d}t^{2}} \tag{4.21}$$

其中 ϕ 表示入射角，V 是电磁波的发射区域的体积，r 代表从样品到探测器的距离.

太赫兹发射谱的测量装置显示在图 4-10 中，其中的太赫兹波发射器是待测量的半导体样品. 为了获得高频的信息，激发光采用 12 ps 的超短激光脉冲而太赫兹波探测晶体采用 20 μm 厚、晶向为(110)的碲化锌晶体. 根据第二章中的讨论，这一探测系统可以获得高频的响应. 图 4-11 中给出了由无掺杂的砷化镓样品发射的太赫兹脉冲的时间波形和发射光谱. 在太赫兹脉冲的时间波形中可

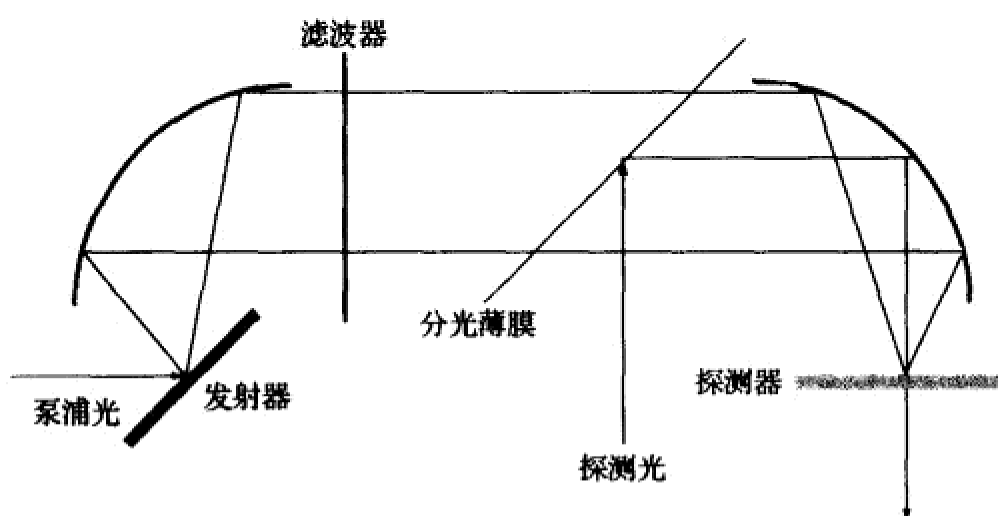
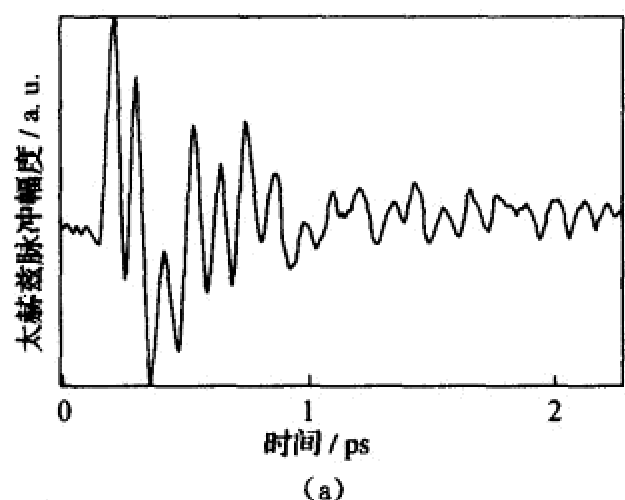
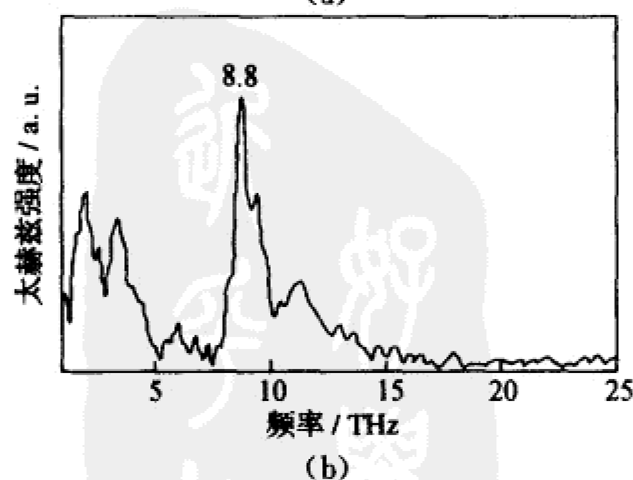


图 4-10　太赫兹发射光谱的实验装置图



(a)



(b)

图 4-11　由砷化镓晶体发射的太赫兹脉冲的时间波形(a)和发射光谱(b)

以读出太赫兹电场在时域的振荡. 这直接反映了砷化镓晶体中由声子振荡引起的电偶极振荡. 对太赫兹脉冲的时间波形进行傅里叶变换,可以得到太赫兹波的发射光谱,从中可以发现在 8.8 THz 处存在清晰的发射峰. 这一发射峰对应了砷化镓晶体的声子振荡频率. 利用同样的实验方法,还可以测量其他晶体(比如磷化铟、砷化铟等)的声子振荡结构.

§4.3 太赫兹波与光子学结构

4.3.1 太赫兹辐射的自由空间传播

以上我们讨论了太赫兹波与自由载流子和能级共振结构等微观物质的相互作用. 在这一节中将讨论太赫兹波与具有宏观尺度物体的相互作用,即太赫兹辐射通过各种光子学结构时的传播特性. 首先,讨论太赫兹波在自由空间中传播的情况. 太赫兹波在自由空间中的传播可以用标量场近似描述,其动力学行为符合以下麦克斯韦波动方程:

$$\Delta U - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}U = 0. \tag{4.22}$$

基尔霍夫(Kirchhoff)和索末菲(Sommerfeld)等人给出了单色波情况下方程的积分解:

$$U(P_0) = \frac{1}{\mathrm{i}\lambda}\iint_{\Sigma} U(P_1)\frac{\exp(\mathrm{i}kr_{01})}{r_{01}}\cos(\boldsymbol{n},\boldsymbol{r}_{01})\mathrm{d}S. \tag{4.23}$$

该方程描述了在非近场情况下单色电磁波传播的特性. 式中,P_0 是场点,P_1 是源点,r_{01} 是场点和源点之间的距离,$\boldsymbol{n}$ 是发射面元的法线单位矢量,方程对整个光束截面积分. 对于一个时变的电磁场,可以将式(4.23)应用于其各个频率分量,得到

$$u(P_0,t) = \iint_{\Sigma}\frac{\cos(\boldsymbol{n},\boldsymbol{r}_{01})}{2\pi c r_{01}}\frac{\partial}{\partial t}u\left(P_1,t-\frac{r_{01}}{c}\right)\mathrm{d}S. \tag{4.24}$$

上式表明，场点的电场取决于源点电场的时间微分，其直观物理含义在于，是电磁场的变化，而不是电磁场的存在辐射了电磁波．但是正如我们的日常经验所示，在普通的光学过程中，这一微分效应的结果并不能显露出来．这是由于对于一个普通的准单色光场，总可以表示成高频的单色波受到一个较宽的时间包络函数调制的形式：

$$u(t)=a(t)\exp(-\mathrm{i}\omega_0 t),$$

这时有

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}u(t)=\left[\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}a(t)-\mathrm{i}\omega_0 a(t)\right]\exp(-\mathrm{i}\omega_0 t).$$

对于一般的光学系统而言，总有 $\omega_0 \gg \mathrm{d}a(t)/\mathrm{d}t$，因此其时间调制的微分效应可以忽略．只有当激光的脉冲包络的时间微分与激光振荡角频率相比不再可以忽略时（比如脉宽只有几飞秒，只包含几个振荡周期的激光脉冲），这一微分效果对脉冲的影响才凸现出来．

在太赫兹脉冲中只包含有数个振荡周期，而且脉冲的谱宽与其中心频谱相当，因此它的时间波形在传播过程中的微分变化效应十分明显．对于一个动力学行为满足式(4.23)的电磁波，若令 r 是 P_0 和 P_1 点之间的距离，则当满足傍轴条件($z^2 \gg r^2$)和远场条件($z \gg r^2/\lambda$)（这里 z 表示场点到 P_0 和 P_1 连线的距离）时，其衍射称为夫琅禾费(Fraunhofer)衍射．下式表示了太赫兹脉冲在单缝夫琅和费衍射情况下的电场[3]：

$$u(\theta,t)=C\int_{-\infty}^{+\infty}U(\omega)\,\frac{\sin\left(\frac{\omega a}{2c}\sin\theta\right)}{\sin\theta}\exp(\mathrm{i}kz)\exp(-\mathrm{i}\omega t)\mathrm{d}\omega. \tag{4.25}$$

由式(4.25)可见，ω 和 θ 是不能进行分离变量处理的．因此，对 ω 积分时，不但使得时间波形发生变化，而且空间分布也将与单色波不同；也就是说，不但空间的衍射影响了时间波形，而且各频率分量的相干也对其空间的分布造成影响，即时空的调制互相影响．

由脉冲激光激发的太赫兹辐射的空间分布可以近似地认为具有高斯分布的形式. 在高斯型太赫兹波束的传播过程中，其脉冲的时间波形也会随着传播而发生变化. 如果将高斯光束的腰作为参考点，则在与腰的距离远大于其瑞利(Rayleigh)长度的位置，太赫兹脉冲的时间波形变化相当于夫琅和费衍射的远场情况；也就是说，脉冲的时间波形为束腰处时间波形的微分. 图 4-12 描述了一个太赫兹脉冲的时间波形在腰两侧随传播的变化. 利用脉冲时间波形，在传播过程中的变化可以对时间信号进行微分变换，这种变换是以光速进行的. 另外，由于在式(4.25)的变换中时间和空间变量是相互影响的，因此脉冲的空间衍射分布和单色波相比也会有所不同. 一般来讲，具有超宽带频谱的脉冲的衍射角分布要窄于单色波.

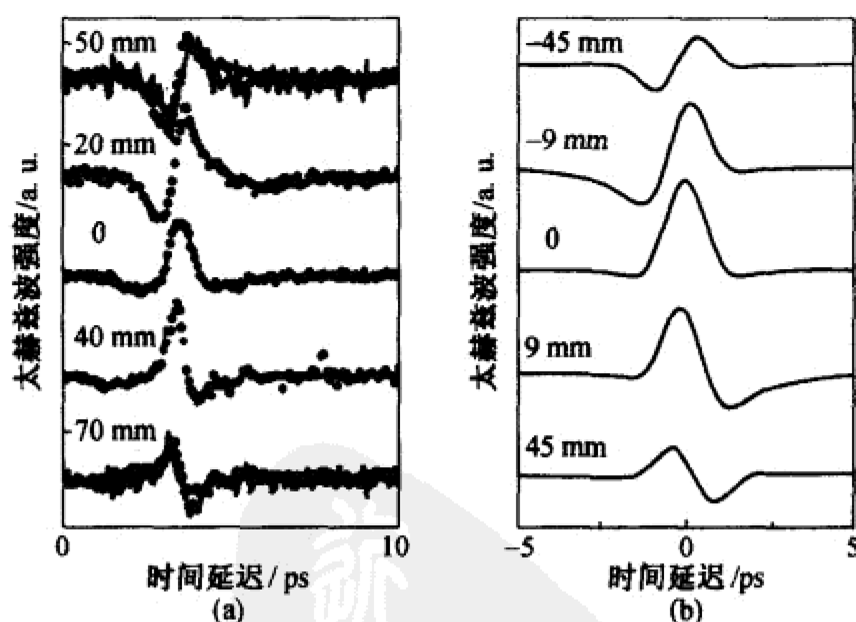


图 4-12　高斯型的太赫兹波束在传播过程中的波形变化

4.3.2　太赫兹波的波导传播

相对于电磁波在自由空间的传播，当电磁波被限制在有限空间内(比如在金属空腔中，由于全内反射而形成的介质体内)传播时，电磁波的传播形式非常不同. 这种受到腔体限制的传播形式被

称为波导传播.波导传播在某些应用领域(比如通信)的应用非常广泛.比较常见的波导有平板波导、条形波导和光纤(圆柱形波导)等.图 4-13 显示了一个简单的平板波导,它是由两片无限大的平行的理想金属板构成的.对于电磁波而言,金属板构成了反射镜,它们把电磁波限制在两片金属板之间传播.在波导中传播的波必须具有自洽性;也就是说,波在传播过程中各个空间分量必须是相干加强的.因此,对于确定波长的电磁波,只有特定的入射角度才能够在波导中传播.这些可以传播的波(ω,θ)称为波导的传播模式.在平板波导中,可以传播的角度表示为

$$\sin\theta_m = \frac{m\lambda}{2d}, \tag{4.26}$$

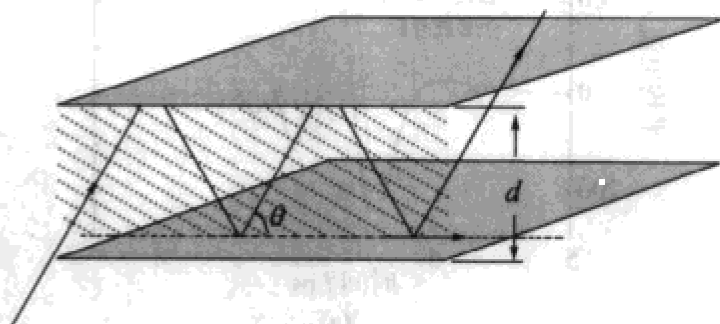


图 4-13 电磁波在平板波导中的传播

其中模数 $m=1,2,\cdots$.可知当 $\lambda>2d$ 时,无论 m 取任何值,都不可能有入射角 θ 满足式(4.26),因此这时电磁波不能在波导中传播.$\lambda=2d$ 被称为波导的截止波长(即波导中可以传播的波的最长波长).在波导中传播的波在垂直于和平行于金属界面方向的波数分别是

$$k_\perp = m\frac{\pi}{d},\quad k_{/\!/} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{m\pi}{d}\right)^2}. \tag{4.27}$$

电磁波在传播方向的群速度可以表示为 $v_p = \mathrm{d}\omega/\mathrm{d}k_{/\!/}$.由式(4.27)可知,波导中电磁波的群速度是

$$v_p = c\frac{k_{/\!/}}{k_0} = c\cos\theta_m. \tag{4.28}$$

可见，电磁波在波导中传播是有群速度色散的，而且其群速度还会随模数的变化而不同. 以上只讨论了最简单的平板波导的情况，条形波导、圆柱形波导或介质波导的情况则更为复杂.

对于脉冲太赫兹波而言，在脉冲中包含了宽频率范围的电磁波. 因此，用波导传输太赫兹脉冲时，必须选取群速度色散较小的波导. 图 4-14 显示了经过平板波导传播的太赫兹脉冲的时间波形及其光谱[5]. 对比原始的以及经过平板波导传播后的太赫兹脉冲，其时间波形和光谱均没有明显的变化. 这说明平板波导对脉冲太

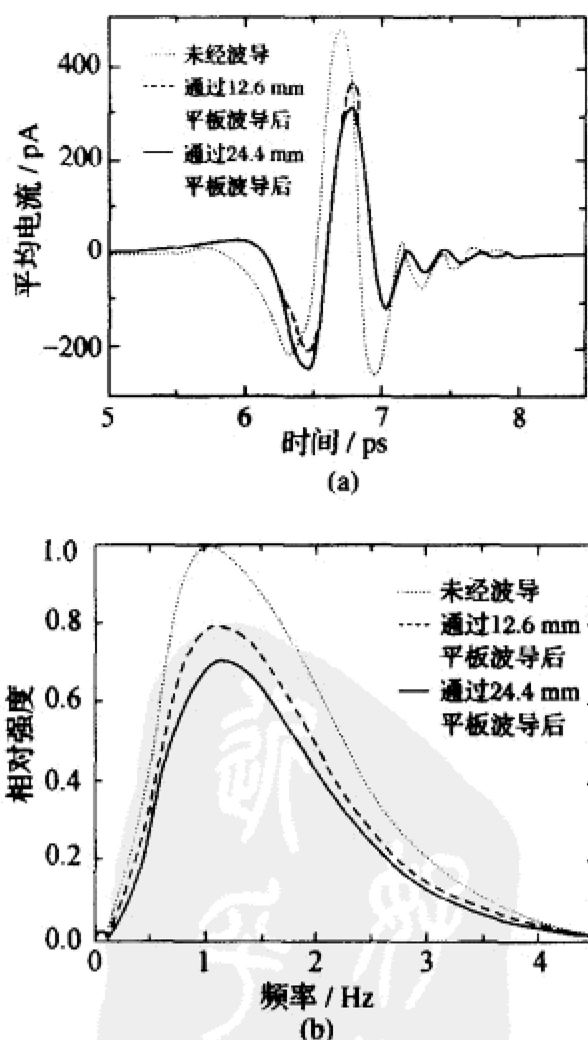


图 4-14　传播前后的太赫兹脉冲的时间波形及其光谱

(感谢 Grischkowsky 博士允许使用该图.)

赫兹波而言是色散较小的. 对于太赫兹辐射而言,它不但能够被金属板组成的腔限制在其中传播,而且还可以由于与金属表面等离子体振荡相互耦合的作用,被一根金属线束缚沿该金属线传播. 由于在沿金属线传播的情况下电磁波与金属表面的作用面积极小,因此可以获得极低的传输耗散率. 图 4-15 对比了在沿金属线传播 20 cm 前后的太赫兹脉冲的时间波形和光谱[6]. 该波导显示了极低的损耗(平均功率损耗只有 0.03 cm^{-1}),而且在 1 THz 以下几乎没有色散. 当前,太赫兹波的波导传输主要受到传输损耗率、色散性和弯曲损耗率的影响.

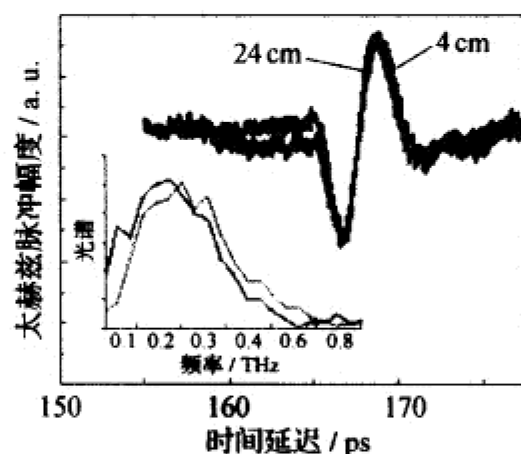


图 4-15　沿金属线传播不同距离后的太赫兹脉冲的时间波形及其光谱
(感谢 Mittleman 博士允许使用该图.)

4.3.3　太赫兹波的光子晶体

与电磁波发生相互作用的另一种有趣的宏观结构是光子晶体结构. 光子晶体是指介电常数呈周期性空间分布的一种结构. 与普通晶体(电子晶体)相似,它对于光子具有能带和能隙结构,分别称为光子能带和光子能隙. 所谓光子能隙是指该能量的光子在光子晶体中不能传播;相反地,处于光子能带中的光子则能够在其中传播. 由于光子带隙的存在,光子晶体表现为对光的滤波性质. 通过设计光子晶体的结构,可以实现不同带宽和频率的带通或带阻滤波器. 另外,光子晶体还可以用来制作宽带的高反射

镜.光子晶体光纤可以通过设计光纤中的晶体结构来改变光在光纤中的传播性质.光子晶体光纤的一种特殊用途是通过其非线性性质利用短脉冲激光产生超连续的短脉冲白光.由于光纤提供了较长的有效作用距离,因此超连续白光的产生效率可以达到接近100%.在可见光领域的光子晶体结构,也可以按比例放大应用到太赫兹波段.

由于太赫兹波的波长远大于可见光波段,因此在制作太赫兹波段的光子晶体时常常采用机械加工的方式,而不是在高频波段经常使用的光刻的方法.另外,由于塑料对太赫兹波的高穿透性,因此常常被用来作为太赫兹光子晶体的材料.塑料的折射率比较低(一般在1.5左右),在需要高折射率材料时,可以使用半导体(比如硅)或陶瓷等材料.目前,太赫兹波光子晶体最主要的用途是用做太赫兹波的滤波器件或调制器件.图4-16显示了一个太赫兹波的光子晶体结构以及它的能级结构[7].

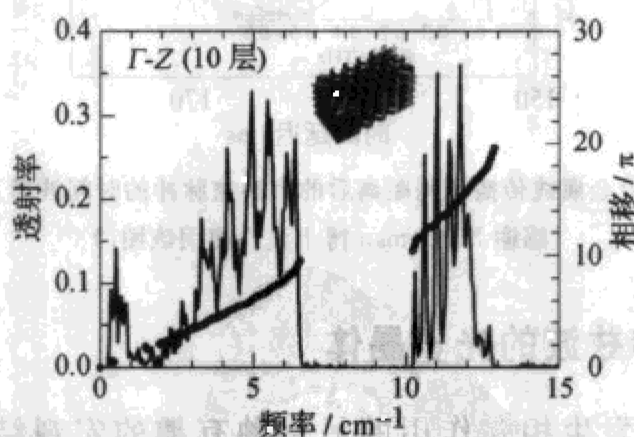


图4-16 太赫兹波光子晶体以及它的太赫兹透射光谱
(感谢Tani博士提供该图.)

另外,利用太赫兹光子晶体还可以做成太赫兹波光纤以传输太赫兹波.图4-17显示了一个聚乙烯的太赫兹波光子晶体光纤的截面结构以及太赫兹波在光纤中传输2 cm后电场强度随频率的分布[8].

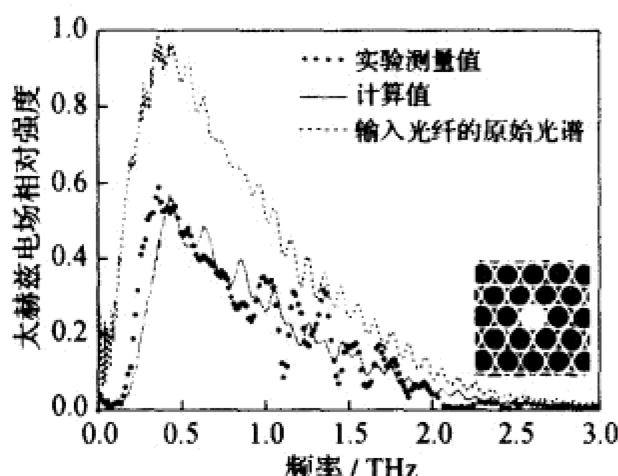


图 4-17　太赫兹波光子晶体光纤的结构以及经过 2 cm 光纤传导后太赫兹脉冲的光谱

(感谢 Han 博士提供该图.)

4.3.4　太赫兹波与金属表面周期结构的相互作用

电磁波与具有周期结构的金属表面相互作用的研究近年来引起人们极大的研究兴趣，主要集中于对表面等离子体振荡与电磁波耦合的研究. 然而，对于电磁波与周期性金属结构样品的相互作用研究，早在研究红外射线的金属光栅型偏振元件时就已经开始了. 光栅型的偏振器件是由周期小于电磁波波长的导体(金属)和介质条纹相间构成的. 当入射到光栅上的电磁波的偏振方向垂直于光栅的条纹时，光栅对于电磁波是透明的；而如果入射波的偏振方向平行于光栅条纹，则光栅反射电磁波. 因此，这种光栅被作为红外辐射的偏振片使用. 电磁波与金属光栅的相互作用可以通过光栅对电磁波耦合的阻抗匹配模型来计算. 在这种模型下，周期为 d、金属条纹宽为 a 的光栅对垂直和平行偏振电磁波的透过率可以分别表示为[9]

$$t_{\perp}=\frac{4(X_0/Z_0)_{\perp}^2}{4(X_0/Z_0)_{\perp}^2+1},\quad t_{/\!/}=\frac{4(X_0/Z_0)_{/\!/}^2}{4(X_0/Z_0)_{/\!/}^2+1},\qquad (4.29)$$

其中 Z_0 代表自由空间的阻抗，X_0 是金属光栅的入射耦合阻抗. 对于垂直和平行于光栅的电磁波，分别有

$$\begin{cases} \left(\dfrac{Z_0}{X_0}\right)_\perp = \dfrac{4d}{\lambda}\left\{\ln\left[\csc\dfrac{\pi(d-a)}{2d}\right]+\dfrac{Q_2\cos^4[\pi(d-a)/2d]}{1+Q_2\cos^4[\pi(d-a)/2d]}\right. \\ \qquad\qquad \left.+\dfrac{1}{16}\left(\dfrac{d}{\lambda}\right)^2\left[1-3\sin^2\dfrac{\pi(d-a)}{2d}\right]^2\cos^4\dfrac{\pi(d-a)}{2d}\right\}, \\ \left(\dfrac{X_0}{Z_0}\right)_{/\!/} = \dfrac{d}{\lambda}\left[\ln\left(\csc\dfrac{\pi a}{2d}\right)+\dfrac{Q_2\cos^4(\pi a/2d)}{1+Q_2\sin^4(\pi a/2d)}\right. \\ \qquad\qquad \left.+\dfrac{1}{16}f\left(\dfrac{d}{\lambda}\right)^2\left(1-3\sin^2\dfrac{\pi a}{2d}\right)^2\cos^4\dfrac{\pi a}{2d}\right], \end{cases} \tag{4.30}$$

其中

$$Q_2=[1-(d/\lambda)^2]^{-1/2}-1.$$

根据式(4.29)和(4.30),即可计算获得金属光栅对于不同波长电磁波的透射率和偏振度.图 4-18 显示了光栅的透射率和偏振度作为 λ/d 的函数.可见,利用周期远小于载波波长的金属光栅,可以得到很高的偏振度.

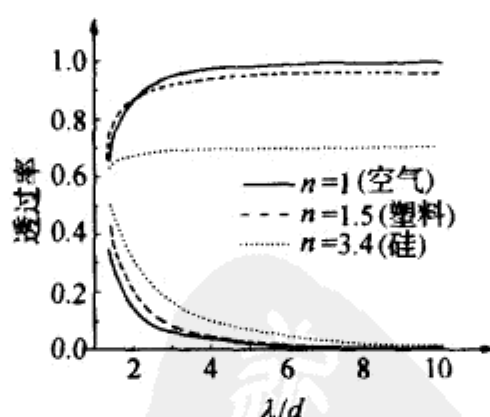


图 4-18 不同偏振的入射光束在光栅型偏振片中的透过率随波长与光栅周期比值 λ/d 的变化

在§4.1中提到,金属的体材料由于具有非常高的自由电子密度,其等离子体振荡频率在紫外波段.在金属与介质的界面上,也会产生等离子体振荡.这种等离子体振荡的频率和色散性质与体材料并不相同,称为表面等离子体振荡.以镀在介质表面的金属薄膜为例,它的表面等离子体偏振子的波数可以表示为

$$k_{sp}=k_0\left[\frac{\epsilon_d}{(\epsilon_{s,r}+\epsilon_d)^2+\epsilon_{s,i}^2}\right]^{1/2}\left[\frac{\epsilon_e^2+(\epsilon_e^4+\epsilon_d^2\epsilon_{s,i}^2)^{1/2}}{2}\right]^{1/2},\tag{4.31}$$

其中 k_0 是自由空间电磁波的波数，ϵ_d 表示介质的介电常数，$\epsilon_{s,r}$ 和 $\epsilon_{s,i}$ 分别代表金属介电常数的实部和虚部，$\epsilon_e^2=\epsilon_{s,r}^2+\epsilon_{s,i}^2+\epsilon_d\epsilon_{s,r}$. 在一般情况下，金属的介电常数总是远大于介质的介电常数. 这样式(4.31)可以简化为

$$k_{sp}=k_0\sqrt{\epsilon_d}.\tag{4.32}$$

表面等离子体振荡是不沿垂直于表面的方向传播的，它在金属和介质侧沿与界面垂直的方向都呈指数形式衰减. 而且，表面等离子体的色散性质与自由空间的电磁波并不匹配，需要采用特殊的耦合方式(比如利用棱镜、波导表面的全内反射以及光栅的衍射等方法)才能够使得界面处的表面等离子体振荡与自由空间的电磁振荡相互耦合.

一种使表面等离子体振荡与自由空间的电磁振荡耦合的方法是在金属膜上制作具有周期结构的孔. 如果金属膜上孔的周期为 L，它与自由空间电磁波相互耦合的表面等离子体振荡的波矢可以表示为

$$\boldsymbol{k}_{sp}=\boldsymbol{k}_{/\!/}+m\boldsymbol{K}_x+n\boldsymbol{K}_y,\tag{4.33}$$

其中 $\boldsymbol{k}_{/\!/}$ 表示电磁波在与界面平行方向的波矢，$m,n=0,\pm1,\pm2\cdots$，$K_x=K_y=2\pi/L$ 分别是 x 和 y 轴方向周期结构的振荡波数. 对于垂直入射的电磁波，有 $k_{/\!/}=0$. 因此，结合式(4.32)和(4.33)可以得到与表面等离子体振荡相互耦合的自由空间电磁辐射的波长：

$$\lambda=\frac{L\sqrt{\epsilon}}{\sqrt{n^2+m^2}}.\tag{4.34}$$

表面等离子体与电磁辐射的耦合将会帮助电磁波透过金属膜上的孔，形成异常穿透现象. 对金属膜上尺度小于波长的针孔，电磁波具有极低的透过率. 然而，如果金属膜上的金属孔是周期排

列，则对于满足式(4.34)的电磁波，其透过率将会通过与表面等离子体耦合的过程而得到加强，不但远高于各个单一孔径透过率的总和，还可能高于孔径面积在总面积中的比例. 这一现象称为由表面等离子体振荡导致的奇异透射增强. 图 4-19 表示了太赫兹脉冲穿透亚波长尺度的金属孔径阵列后的光谱[10]，从中可见由于耦合共振引起的光谱结构.

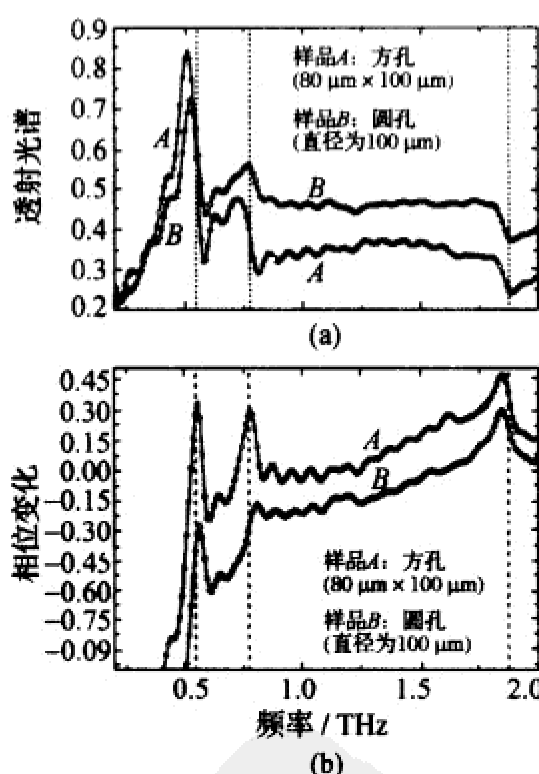


图 4-19 太赫兹波通过周期结构金属孔的透射光谱(a)和相位变化(b)

该金属孔周期为 160 μm，是由镀在硅衬底上的铝膜经光刻生成的.

(感谢 Grischkowsky 博士允许使用该图.)

在式(4.34)中可以看到，共振的波长与介质的介电常数有关，因此介质介电常数的改变将会引起耦合振荡光谱的变化. 这就使得可以利用表面等离子体振荡进行光谱测量. 另外，如果金属膜周围的介质在某一频率具有强烈的吸收特征，则在该频率附近其介电常数就会发生强烈的突变. 这样，即使该样品的吸收频率与表面

等离子体的共振频率不重合，也会引起耦合共振. 这一情形表现在图 4-20 中.

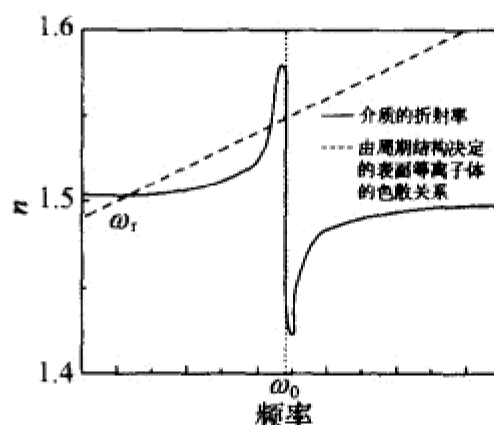


图 4-20 由介质的折射率决定的表面等离子体振荡频率 ω_1

参考文献

[1] Kersting R, Unterrainer K, Strasser G, et al. Few-cycle THz emission from cold plasma oscillations. Phys. Rev. Lett., 1997, 79: 3038.

[2] Huber R, Tauser F, Brodschelm A, et al. How many-particle interactions develop after ultrafast excitation of an electron-hole plasma. Nature, 2001, 414: 286.

[3] Han P, Ultrahigh bandwidth terahertz spectroscopy and its applications. New York: Rensselaer Polytechnic Institute, 2000.

[4] Xu J, Wang L, Yang G. Spatial and temporal evolution of ultra-wideband optical pulses in propagation. Chin. Phys. Lett., 2000, 17: 568.

[5] Mendis R, Grischkowsky D. Undistorted guided-wave propagation of subpicosecond terahertz pulses. Opt. Lett., 2001, 26: 846.

[6] Wang K, Mittleman D M. Metal wires for terahertz wave guiding. Nature, 2004, 432: 376.

[7] Aoki T, Tekeda M W, Haus J W, et al. Terahertz time-domain study of a pseudo-imple-cubic photonic lattice. Phys. Rev. B, 2001, 64:

045106.

[8] Han H, Park H, Cho M, et al. Terahertz pulse propagation in a plastic photonic crystal fiber. Appl. Phys. Lett., 2002, 80: 2634.

[9] Auton J P. Infrared transmission polarizers by photolithography. Appl. Opt., 1967, 6: 1023.

[10] Qu D, Grischkowsky D, Zhang W. Terahertz transmission properties of thin, subwavelength metallic hole arrays. Opt. Lett., 2004, 29: 896.



第五章　太赫兹波三维成像技术

§5.1　太赫兹波的计算机辅助层析技术

5.1.1　计算机辅助层析成像

计算机辅助层析成像技术是在X射线成像领域首先发展起来的一种三维解析成像技术[1]. 该技术的原理如图5-1所示，首先，一束射线或射线束群穿透被成像物体后，其光强被记录下来；然后通

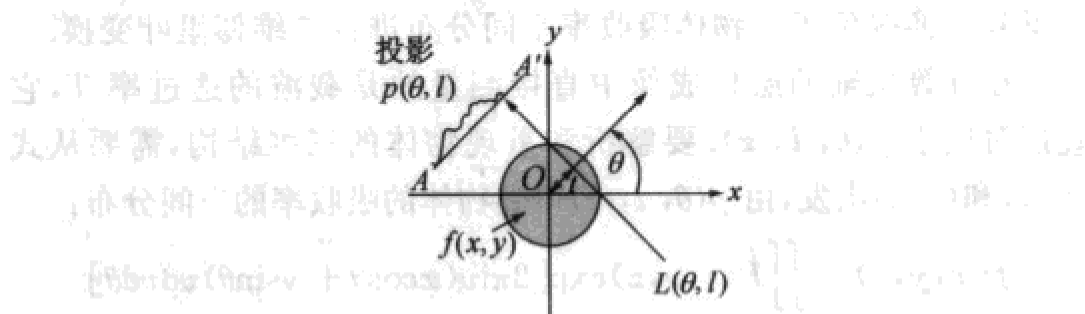


图5-1　计算机辅助层析成像的原理图

与物体有确定平移和入射角度的光束透过物体后，其光强被记录下来. 在记录各个平移量和入射角度后，通过逆Radon变换可以将物体的三维信息解析出来.

过平动和转动使射线得以从不同位置和不同角度穿过被成像物体. 对于一束射线而言，其透射光的强度是由其通路中各点对该射线的吸收率的积分决定的. 如果该物体的吸收率场可以表示为$f(x, y, z)$，则在旋转角θ、高度z和平移位置l时，射线穿透物体的总的吸收率为可以表示为

$$p(\theta,l,z) = \int_{L(\theta,l,z)} f(x,y,z)\mathrm{d}s \equiv \mathcal{R}(f(x,y,z)), \quad (5.1)$$

其中 $L(\theta, l, z)$是射线在样品中的传播路径. 这里的吸收率和路径总吸收率定义为

$$T = \exp\left[-\int_{L(\theta,l,z)} f(x,y,z)\mathrm{d}s\right] \equiv \exp[-p(\theta,l,z)], \quad (5.1\text{a})$$

其中 T 是载波的透过率. 该变换称为 Radon 变换. 对式(5.1)进行傅里叶变换,有

$$\begin{aligned} P(\theta,v,z) &= \int p(\theta,l,z)\exp(-\mathrm{i}vl)\mathrm{d}l \\ &= \iint \exp[-\mathrm{i}(\eta x - \zeta y)]f(x,y,z)\mathrm{d}x\mathrm{d}y, \end{aligned} \quad (5.2)$$

其中 v 是计算机辅助层析的横向(沿平移方向)空间频率,代表了成像的空间分辨率. $\eta = v\sin\theta$ 和 $\zeta = v\cos\theta$ 分别是沿 x 和 y 轴的空间频率. 式(5.2)表明,对物体吸收率空间分布的 Radon 变换进行傅里叶变换等价于对物体吸收率空间分布进行二维傅里叶变换.

在计算机辅助层析成像中直接测量的是载波的透过率 T,它直接对应于 $p(\theta, l, z)$. 要解析和重现物体的三维结构,需要从式(5.1)和(5.2)出发,由 $p(\theta, l, z)$得到物体的吸收率的空间分布:

$$\begin{aligned} f(x,y,z) &= \iint P(\theta,v,z)\exp[2\pi\mathrm{i}v(x\cos\theta + y\sin\theta)v\mathrm{d}v\mathrm{d}\theta] \\ &= \iiint p(\theta,l,z)\exp(-\mathrm{i}vl) \\ &\quad \cdot \exp[2\pi\mathrm{i}v(x\cos\theta + y\sin\theta)]v\mathrm{d}l\mathrm{d}v\mathrm{d}\theta. \end{aligned} \quad (5.3)$$

这一变换称为逆向 Radon 变换,可以用来利用直接测量量获得物体在高度 z 的截面图. 将物体各个高度的截面图连接起来,就会得到物体的三维结构并可以利用计算机将其显示出来.

5.1.2 太赫兹波层析成像系统

太赫兹层析成像系统如图 5-2 所示. 脉冲太赫兹光束被离轴抛物面镜(或透镜)聚焦,通过被测量物体. 太赫兹波焦点的直径需要小于层析成像所要求的空间分辨率;而其焦深需要大于被成像物体的尺寸. 因此,在太赫兹层析成像中对太赫兹波的聚焦需要适

当,既不能过紧(否则焦深将过短),也不能过松(否则会影响成像的分辨率).将被成像物体放置在一个旋转台上,可以绕 z 轴进行旋转.该旋转台又被安装在一个可以沿 l 和 z 轴平移的二维平移台上.这样,就实现了对物体在 z, l 和 θ 三维的扫描.透过物体的太赫兹波被另一面离轴抛物面镜收集并输送到太赫兹探测元件中,透射的太赫兹脉冲的时间波形被记录下来.

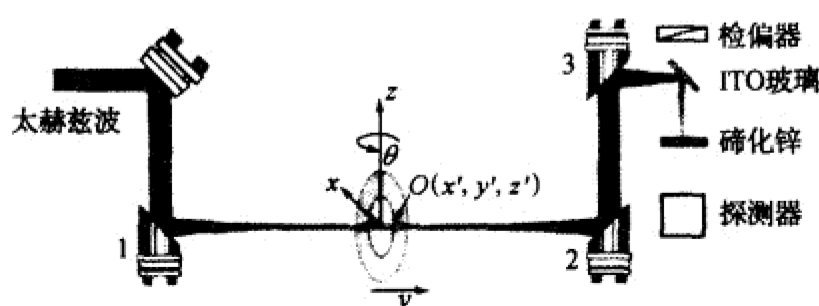


图 5-2 太赫兹层析成像系统装置图

太赫兹波被离轴抛物面镜聚焦后,透射通过被成像物体,然后其波形被记录下来.物体被旋转台和平移台支撑,每个旋转和平移位置均记录透射的太赫兹波形.

和太赫兹波不同,X 射线具有非常短的波长,而且在各种物体中的折射率均近似为 1,因此在层析成像过程中能够更严格地用光束行为来表示.太赫兹波的波长往往和被测量物体结构的尺度可比,衍射和折射现象将不可避免地影响太赫兹光束在物体中的传播途径和传播行为.一般在利用式(5.3)解析太赫兹层析像时,要求被测量物体的折射率在一个载波的波长范围内变化缓慢;否则,需要采用光束追踪的方式,才能得到正确的三维图像重现.

太赫兹波与 X 射线层析成像的另一个不同点是,在 X 射线层析成像中所测量的只是 X 射线透射的光强,所以只有一个物理量可供利用,而且只能反映物体吸收率的分布.与之相对,太赫兹脉冲测量记录了整个时间波形.因此,在太赫兹波层析成像中,可以根据不同的要求选取不同的探测物理量,比如电场强度、峰值时间,甚至材料的光谱特征.它对物体的反映也是多方面的,不仅可以获得物体的吸收率,还可以得到物体的折射率以及材料的三维分布.

5.1.3　层析成像和重现

聚苯乙烯泡沫材料在较低频的太赫兹波段具有非常低的吸收率(在 1 THz 时低于 0.1 cm^{-1})和随频率变化非常平缓的折射率(n=1.02),因此是进行太赫兹成像性质研究非常适宜的材料.图 5-3 是一个用聚苯乙烯泡沫长方体制作的太赫兹层析成像样品,即在该聚苯乙烯长方体中刻有“THZ”三个字母.由于该样品沿其纵向是不变的,因此测量截面 $z=z_0$ 的像就可以反映样品总的形貌.在层析成像的测量过程中,样品在沿 x 轴平移.在每个 x 处,样品以 1.8°为步长进行旋转,其旋转角 θ 的区间为 0°～180°.对于每个 x 和 θ,系统都可以记录透过样品的太赫兹脉冲的时域波形.

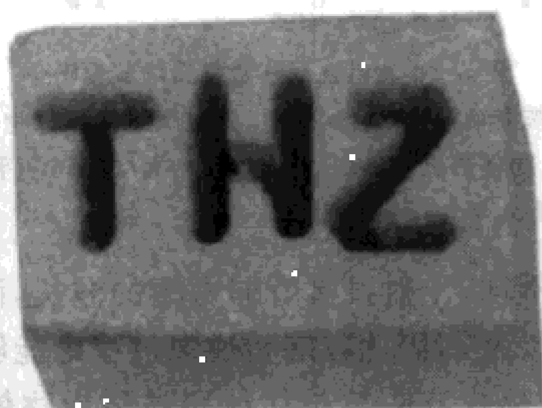


图 5-3　太赫兹波层析成像的样品

图 5-4 是当样品的平移位置是 $x=0$ 时太赫兹光束沿 0°,60°,120°三个不同角度透过样品后所记录的太赫兹脉冲的时域波形.可以看到,太赫兹脉冲在经过不同的途径通过样品时,不但其幅度会有所不同,而且其时间延迟也会发生变化.这反映了样品折射率的分布.如在式(5.1)中选取物体的折射率作为需要解析的物理量,则太赫兹脉冲的时间延迟可以作为成像系统的探测量.图 5-5(a)显示了脉冲延迟时间在(x,θ)空间的分布.在频域中脉冲的时间延迟对应于相位的差别,图 5-5(b)给出了频率为 1 THz(中心频率)的太赫兹波,其相位在(x,θ)空间的分布.

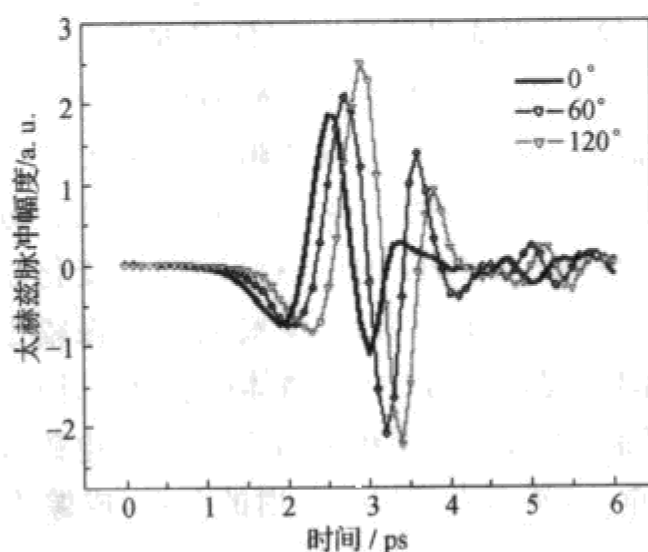


图 5-4　在 0°,60°和 120°三个不同旋转角度记录的太赫兹脉冲的时间波形

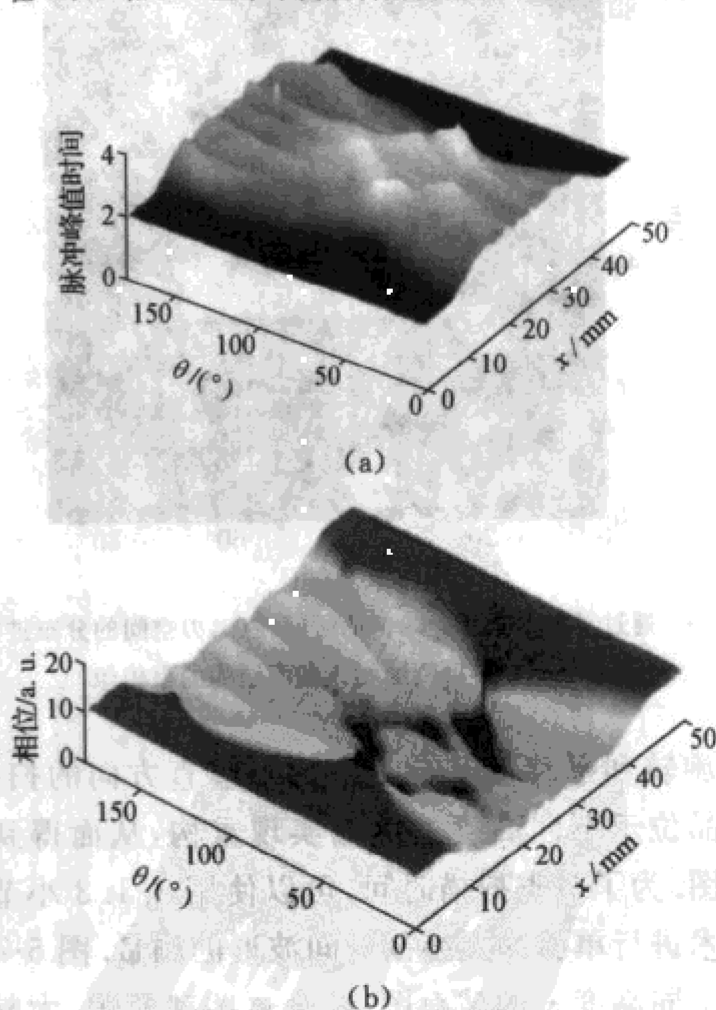


图 5-5　太赫兹波层析成像中待测物理量在(x,θ)空间的分布：太赫兹脉冲的峰值时间(a)和 1 THz 电磁波的相位(b)

利用式(5.3),可以通过脉冲时间延迟的分布对样品折射率的空间分布进行重构.重构获得的样品截面(如图 5-6),由于聚苯乙烯泡沫和空气折射率的差异,可以清晰地显示出其形状以及所刻的字母.同样地,也可以利用太赫兹波在频域的相位分布实现对样品的重构.利用频率为 1 THz 的电磁波的相位变化获得的二维重构图与图 5-6 非常相似.如前所述,太赫兹波的振幅也可以被作为层析成像的探测物理量,用以重构物体吸收率(消光率)的空间分布.对于上述样品,也可以利用频率为 1 THz 的电磁波的电场振幅完成对样品的重构,然而由于样品散射的关系,成像质量较差.

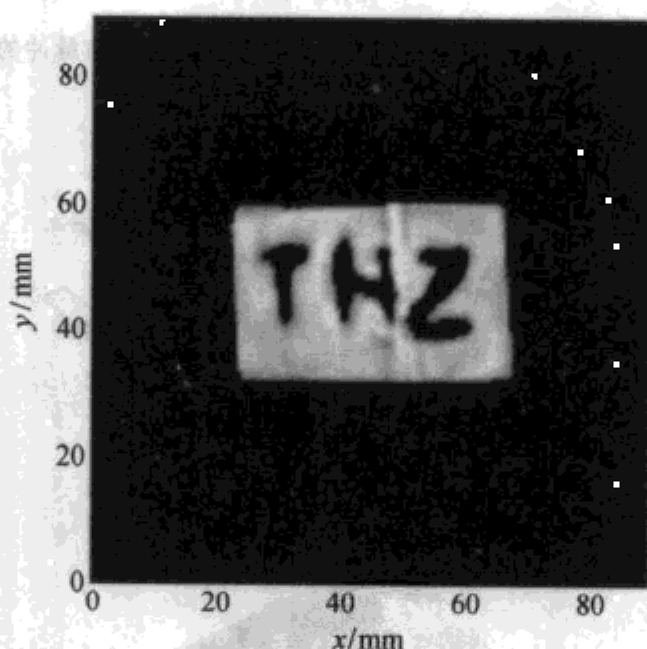


图5-6 通过对太赫兹脉冲峰值的时间在(x,θ)空间的分布进行逆 Radon 变换得到的物体截面结构的重构像

如果在旋转和平移的基础上再加上竖直方向的扫描,以上装置可以对样品位于不同高度的截面实现重构,从而得到物体真正的三维结构图.为了节省扫描时间,可以使用 3.1.3 小节中介绍的啁啾展宽技术进行单脉冲太赫兹时间波形的测量.图 5-7 显示了一个乒乓球在不同高度 y 的截面图.综合这些截面图,太赫兹层析成像就可以完整地重构乒乓球的腔体结构.图 5-8 是该乒乓球的三维

解剖结构图. 乒乓球的腔体结构被太赫兹层析成像清晰地展示了出来;然而所显示的壳体厚度要大于其真实厚度,这是因为太赫兹

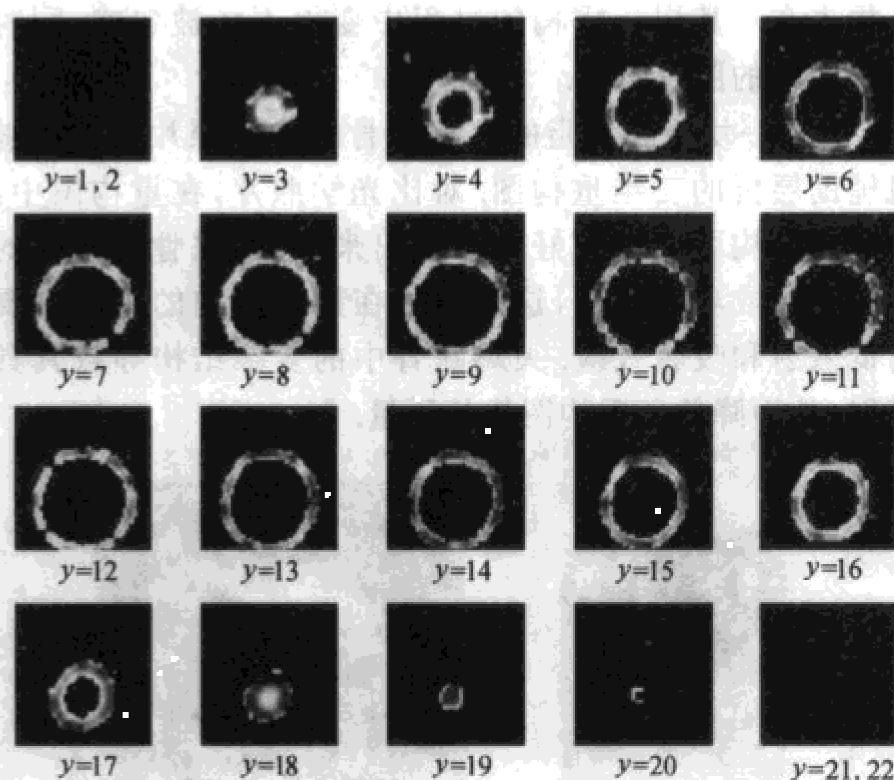


图5-7　利用太赫兹波层析成像重构获得的乒乓球腔体结构的分层解析图

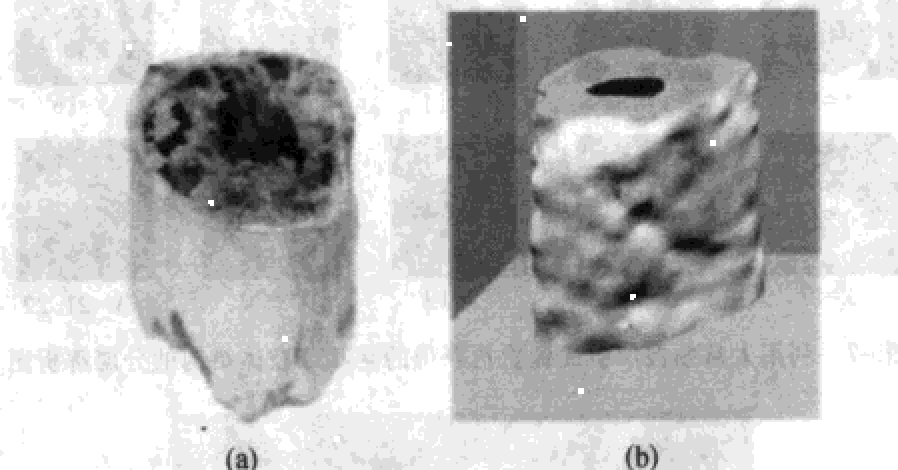


图 5-8　乒乓球腔体结构的立体剖析图

层析成像的物理模型是基于折射率渐变近似的. 在该乒乓球腔体

的重构过程中，渐变折射率近似展宽了壳体的厚度. 另外，由于乒乓球壳具有较高的折射率，这使得太赫兹波束在腔体表面产生的菲涅耳损失在对其层析重构的过程中变得不能被忽略，同时也会影响层析重构的图像质量.

图 5-9 是一块干燥去脂的火鸡腿骨的光学照片及其太赫兹波计算机辅助层析的三维重构图. 对比光学照片，在重构图中，腿骨的中央腔体结构可以被较好地表现出来；但是腿骨中丰富的精细结构则没有被成功地重构，这是因为在层析重构的算法中要求样品具有低散射和吸收效应. 火鸡腿骨中的复杂结构导致其具有较高的散射，从而降低了重构图像的质量.



(a) (b)

图 5-9 火鸡腿骨的光学照片(a)及其太赫兹层析成像三维重构图(b)

5.1.4 太赫兹层析成像的空间分辨率

空间分辨率是一个成像系统最重要的参数之一. 针对不同的情况，在成像中往往使用不同的判断标准. 在由衍射极限限制的成像系统中，瑞利判据是最为常用的标准. 然而，对于太赫兹波层析成像而言，其空间分辨率受到样品的影响常常更甚于衍射极限的影响. 因此，对于太赫兹层析成像的分辨率，经常采取比较实用化的定义，即在重构的图像中可以分辨的最短的两点间距.

图 5-10 是一个用聚苯乙烯泡沫制作的圆柱形样品，其上分布了不同间距的 8 个直径 2.5 mm 的圆孔和两条宽 2.5 mm 的槽. 在线段

AA'上最近的两圆孔间距是 0.5 mm. 图5-11(a)是该样品的太赫兹波层析成像的二维重构图. 可见，太赫兹波层析成像可以分辨 0.5 mm 的间距. 在层析像的重构过程中，对太赫兹光束进行光线近似，并没有考虑成像系统的光学孔径对太赫兹光束的衍射影响；而在实际测量中得到的太赫兹波的相位变化实际上是样品与光学孔径分别对其相位影响的卷积. 利用维纳(Wiener)滤波器，可将光学孔径限制引起的相位变化过滤掉，从而得到纯样品信息. 图5-11(b)显示了 5-11(a)中的重构图像经过维纳滤波器处理后的图像. 可见，处理后的重构图像能够更清晰地反映样品的结构.

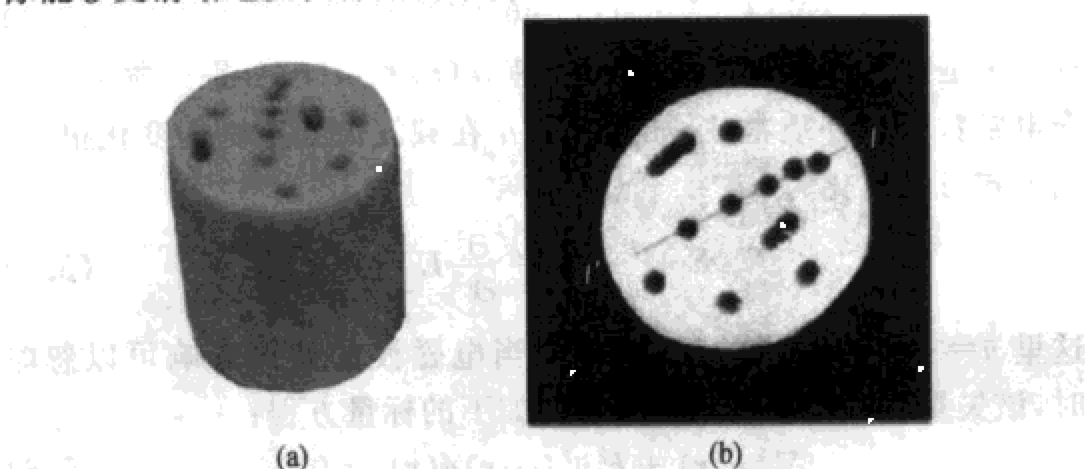


图 5-10　聚苯乙烯泡沫制成的圆柱形样品的侧视图(a)和俯视图(b)

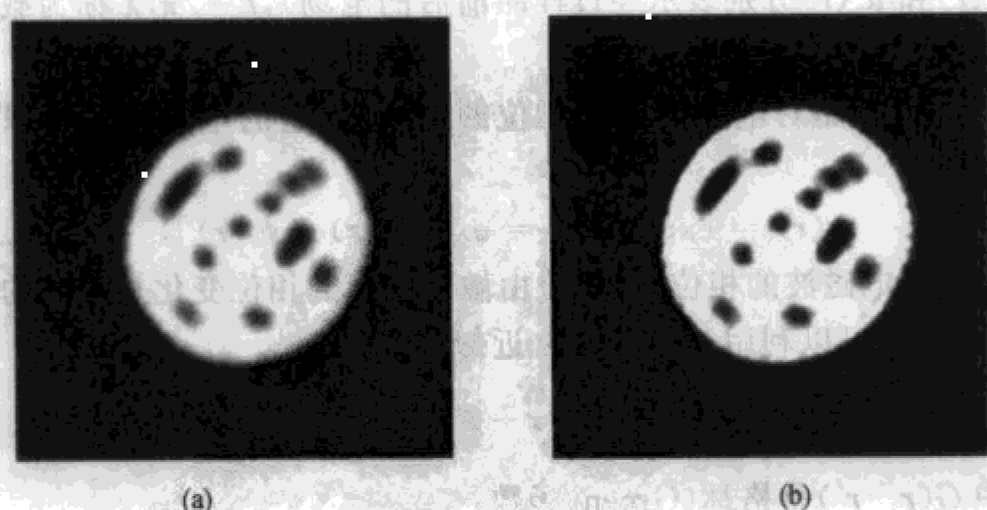


图 5-11　图 5-10 中的样品的太赫兹波层析成像二维重构图(a)以及经过维纳滤波器滤波后的二维重构图(b)

§5.2 太赫兹波衍射层析技术

5.2.1 太赫兹波的衍射

由于太赫兹波的波长较长，在成像过程中受到衍射的影响较大. 太赫兹波与物质的作用可以由麦克斯韦方程表示：

$$\nabla^2 \boldsymbol{E}+\frac{\varepsilon(\boldsymbol{r})\mu(\boldsymbol{r})}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\boldsymbol{E}+[\nabla \ln \mu(\boldsymbol{r})]\times(\nabla \times \boldsymbol{E}) +\nabla[\boldsymbol{E}\cdot \nabla \ln \varepsilon(\boldsymbol{r})]=\boldsymbol{0}, \tag{5.4}$$

其中 $\boldsymbol{r}$ 是空间点的位置，c 代表光速，$\varepsilon(\boldsymbol{r})$ 和 $\mu(\boldsymbol{r})$ 分别是物体的复介电常数和磁介质常数. 如果 ε 和 μ 在载波波长范围内变化很小，则上式可以简化为

$$\nabla^2 \boldsymbol{E}+\frac{\tilde{n}^2(\omega,\boldsymbol{r})}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\boldsymbol{E}=\boldsymbol{0}, \tag{5.5}$$

这里 $\tilde{n}=\sqrt{\varepsilon\mu}$ 是媒质的复折射率. 当电磁波的偏振影响可以忽略时，该矢量方程可以近似地表示为如下的标量方程：

$$\nabla^2 u(\boldsymbol{r})+k^2\tilde{n}^2(\omega,\boldsymbol{r})u(\boldsymbol{r})=0, \tag{5.6}$$

其中 $u(\boldsymbol{r})$ 是电场的标量，它可以有两个分量：$u(\boldsymbol{r})=u_0(\boldsymbol{r})+u_s(\boldsymbol{r})$（$u_0(\boldsymbol{r})$ 和 $u_s(\boldsymbol{r})$ 分别表示经过样品前后的电场），$k=2\pi/\lambda$ 称为载波的波数.

如果样品对电磁波仅有相位的调制，则它的电场表示可以简化为

$$u(\boldsymbol{r})=\exp[\phi(\boldsymbol{r})]=\exp[\phi_0(\boldsymbol{r})+\phi_s(\boldsymbol{r})], \tag{5.7}$$

其中 ϕ 是电磁波的相位. 在假设由散射引起的相位变化是缓变的情况下，上式可以利用一阶 Rytov 近似简化为

$$\phi_s(\boldsymbol{r})=\frac{1}{u_0(\boldsymbol{r})}\int G(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')V(\boldsymbol{r}')u_0(\boldsymbol{r}')\mathrm{d}\boldsymbol{r}', \tag{5.8}$$

式中 $G(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')$ 是格林(Green)函数：

$$G(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')=\frac{\exp(\mathrm{i}k\mid \boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')}{4\pi\mid \boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'\mid}, \tag{5.8(a)}$$

$$V(\boldsymbol{r}) = -k^2[\tilde{n}^2(\omega, \boldsymbol{r}) - 1] \tag{5.8(b)}$$

是一个代表样品对电磁波相位调制的物理量.

与传统的光学衍射相比,太赫兹脉冲的衍射有其独特之处.由于太赫兹脉冲包含宽带的光谱,因此其衍射和干涉是各个波长的相干叠加.图 5-12 是脉冲太赫兹波的杨氏(Young)双缝干涉测量的实验示意图.该实验的双缝是由刻在 0.17 mm 厚的铝箔上的两条 1 mm 宽的狭缝构成的,双缝之间的距离是 6 mm,双缝到探测晶体的距离是 48 mm.

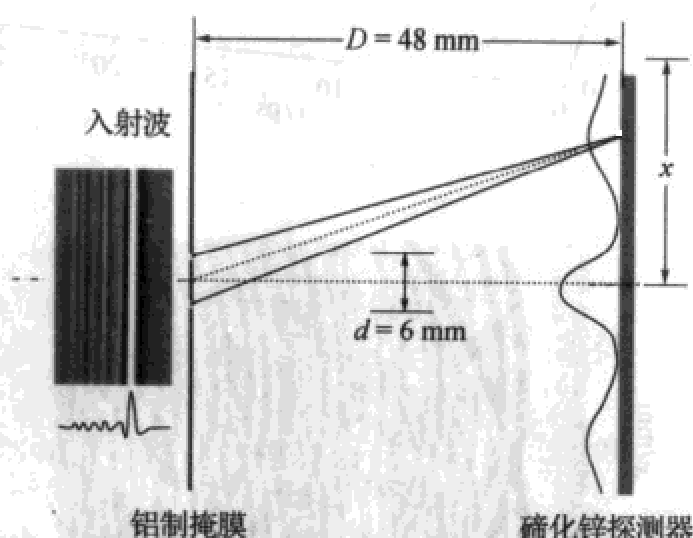
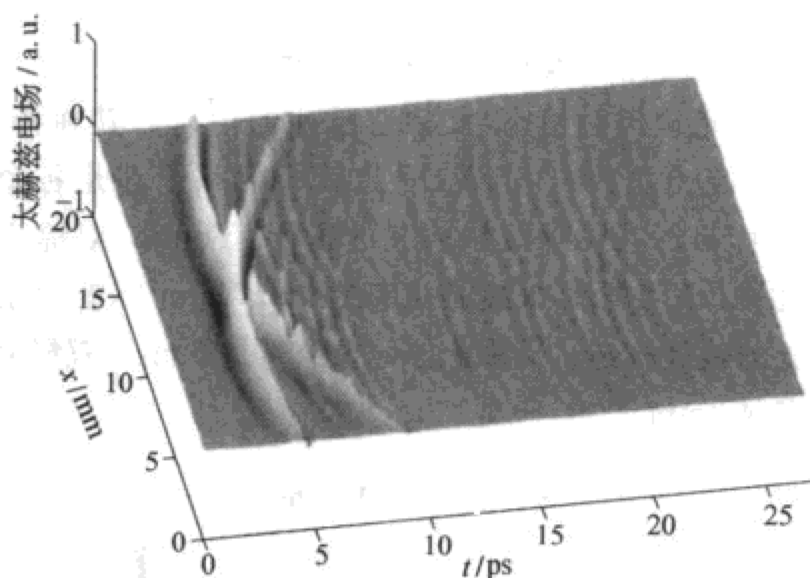
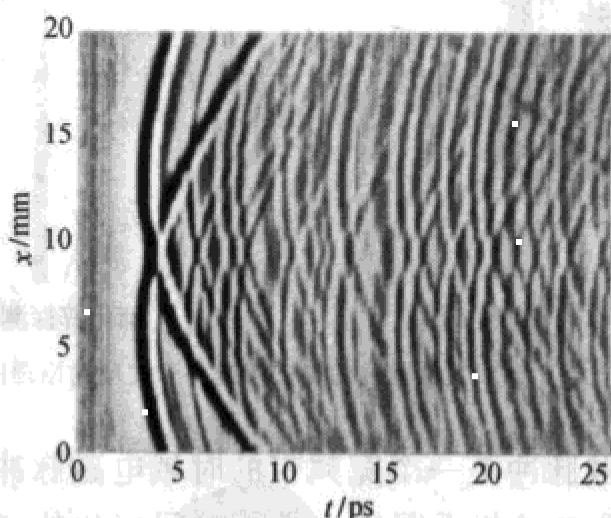


图 5-12　脉冲太赫兹波的杨氏双缝相干实验的原理图

由于太赫兹脉冲是一个宽频带的时域电磁脉冲,在探测平面上测得的太赫兹电场相干图样也是随时间变化的.在相干图样上观测到的峰和谷的数目随时间的增长而增加;相应地,峰与峰之间的距离逐渐缩短.这表明经过双缝后在太赫兹波的传播过程中,低频成分具有较高的相速度.图 5-13(a)是太赫兹波相干图样在垂直于双缝方向的分布随时间的演化.对图中各峰值进行归一化并表示在图 5-13(b)中,可以清晰地观察到从双缝出发的太赫兹波波前的传播情况.



(a)



(b)

图 5-13 太赫兹电场在 x 轴(与双缝垂直)上的分布随时间的变化(a)以及归一化的电场分布(b)

5.2.2 太赫兹波衍射层析成像

对太赫兹波衍射传播进行重演,可以获得太赫兹波通过的物体的三维重构图像. 这种利用衍射重演实现三维成像的技术称为衍射层析成像(diffraction tomography, DT). 图 5-14 是利用一个

单色的平面波进行衍射层析成像的原理图. 与计算机辅助层析成像不同,在衍射层析成像中,载波并不被作为波束来处理. 衍射层析成像的波源是一个平面波. 该平面波通过被探测物体后,其电场在一个与传播方向垂直的平面内被探测. 样品的分布函数与散射波的关系可以概括如下：当物体被平面波照射时,在探测平面检测到的其前向散射波的电场正比于物体分布函数在频域里一个平移(平移量是一个负的入射光的波数)的半球内的三维傅里叶变换.

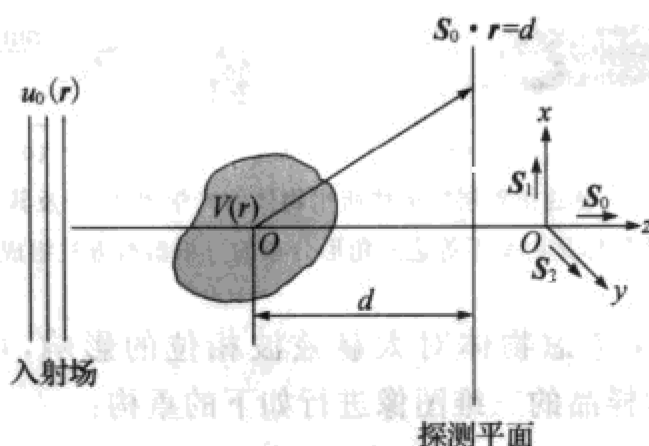


图 5-14　衍射层析成像的原理图

衍射层析成像的波源是平面波,其波前在通过被成像物体后被记录下来,并反演得到物体的三维信息. 图中,S_0,S_1,S_2 是坐标矢量.

不同于计算机辅助层析成像,在衍射层析成像中需要探测的是太赫兹电场在一个平面上的分布. 所以,衍射层析成像的测量所使用的太赫兹脉冲探测技术是 3.2.2 小节中所介绍的二维成像中使用的探测技术. 首先,由发射源发射的太赫兹波被一面离轴抛物面镜准直,辐射到整个样品上. 然后,由样品处前向散射的太赫兹波直接照射到一个大面积的电光晶体上. 最后,扩束的探测光与太赫兹波共线通过电光晶体,并记录下太赫兹电场在该电光晶体中的电场分布. 图 5-15 是太赫兹波衍射层析成像中所使用的样品,它是由呈不等边三角形排列的三根塑料方柱组成的. 太赫兹波由飞秒激光放大器发射的飞秒激光脉冲经过光整流而产生,被扩束为

直径 2.5 cm 的平行光束照射到样品上.样品被旋转平台操纵旋转.在每个旋转角度,被样品前向散射的太赫兹波与扩束的探测光共线通过电光检测晶体,其时间波形通过电光效应被记录下来.

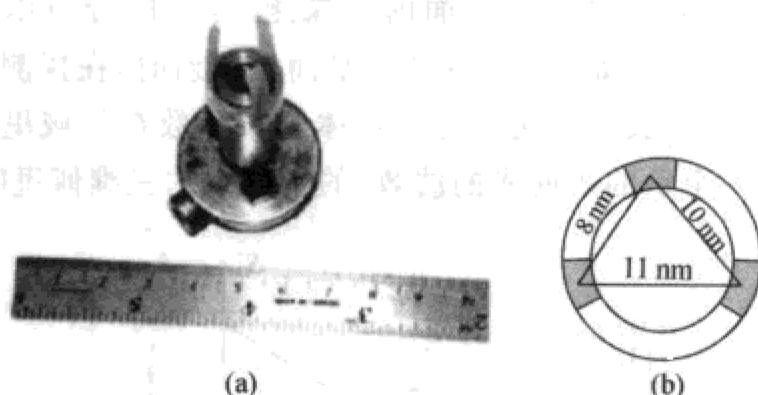


图 5-15 太赫兹衍射层析成像所用物体的光学照片(a)及其俯视图(b)
该物体是由呈不等边三角形分布的三根塑料方柱组成的.

如果仅仅考虑物体对太赫兹波相位的影响,可以利用一阶Rytov近似对样品的三维图像进行如下的重构:

$$u = u_0 \ln(u_s/u_0 + 1). \tag{5.9}$$

图 5-16(a)是根据 0.2 THz 的频率分量对图 5-15 中所示物体进行重构获得的折射率分布密度图;图 5-16(b)是该物体的折射率分布的三维显示图.可见,太赫兹衍射层析可以反映物体的空间结构.

5.2.3 太赫兹波衍射层析像的质量分析

成像的目的是用来尽可能精确地反映物体本身,因此可以利用像和物体的相似程度来考察一个成像系统的成像质量.太赫兹波衍射层析成像的成像质量被定义为物体及其像之间归一化的相关系数:

$$Q = \frac{\sum_{i=0}^{M}\sum_{j=0}^{N}[O(i,j)-\bar{O}][I(i,j)-\bar{I}]}{\sum_{i=0}^{M}\sum_{j=0}^{N}\left|O(i,j)-\bar{O}\right|\sum_{i=0}^{M}\sum_{j=0}^{N}\left|[I(i,j)-\bar{I}]\right|}, \tag{5.10}$$

其中 O 是物体分布函数,$\bar{O}$ 是其均值,I 是重构像的分布函数,$\bar{I}$ 是

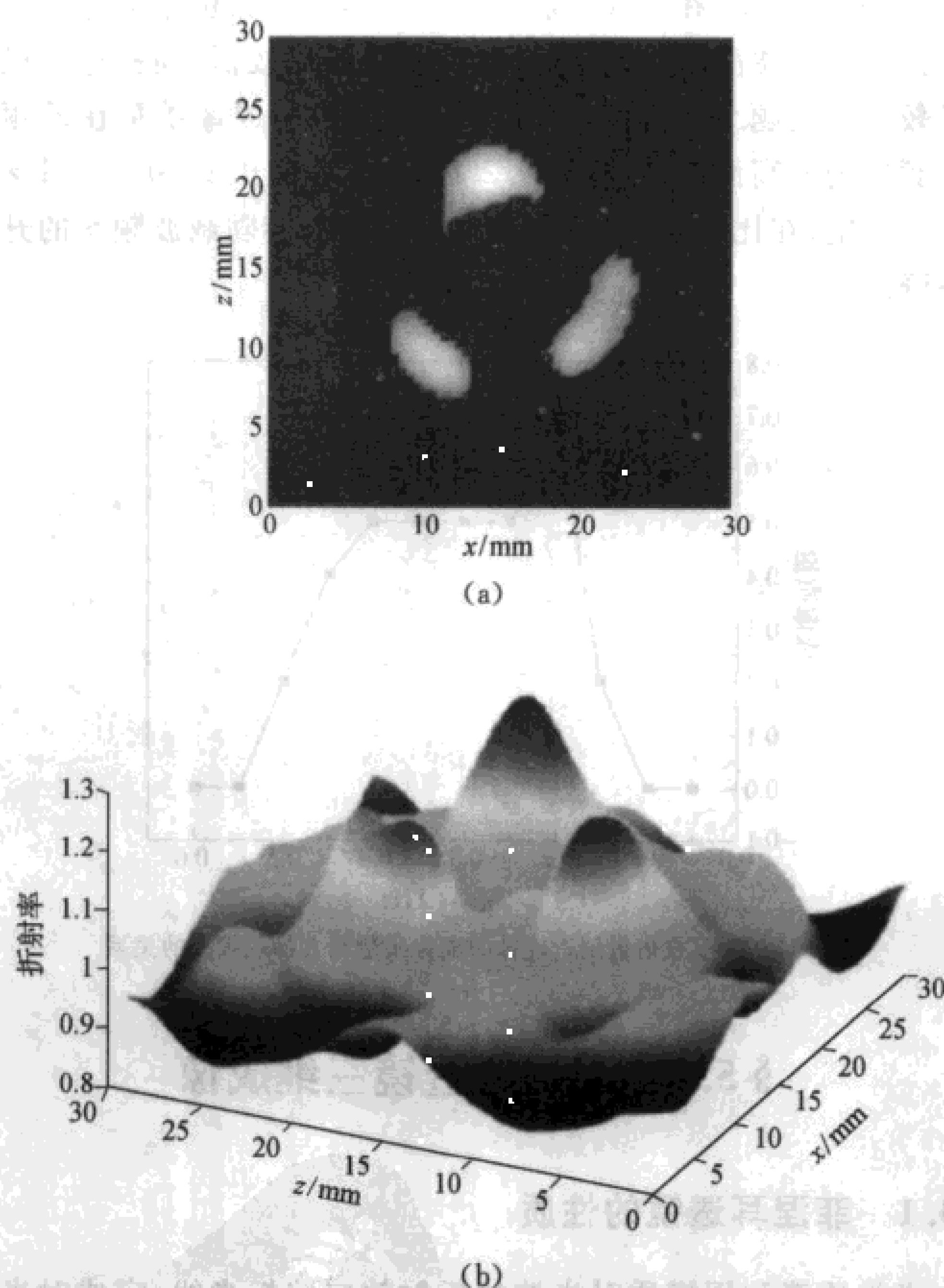


图 5-16　对图 5-15 中物体进行太赫兹衍射层析成像重构的折射率密度图(a) 及折射率分布的三维显示(b)

其均值.

图 5-17 显示了太赫兹波衍射层析成像的成像质量随太赫兹频率的变化情况. 在低频(高于 0.2 THz)区域,由于像的空间频率较

低，成像质量较差；在高频(高于 0.45 THz)区域，由于成像使用的太赫兹波在该波段的能量较低，测量的信噪比较低，同样存在成像质量较差的问题.这就导致了衍射层析成像的成像质量在低频随载波频率的升高而提高，直到 0.2 THz；然后在 0.2～0.45 THz 之间趋于稳定；在比 0.45 THz 更高频的范围内会随载波频率的升高而下降.

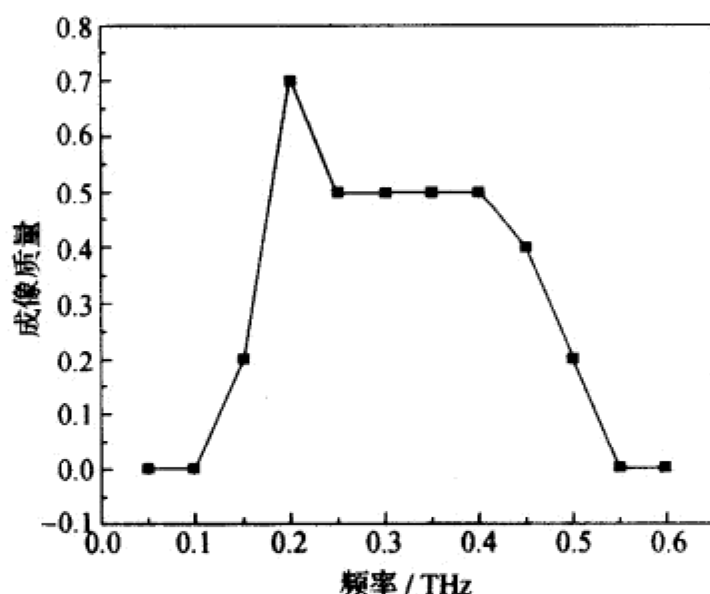


图 5-17 太赫兹衍射层析成像的成像质量与太赫兹频率的关系

§ 5.3 菲涅耳透镜三维成像

5.3.1 菲涅耳透镜的性质

光学透镜利用媒质对光波的折射效应偏折光线，完成对光束的聚焦、发散和成像.菲涅耳透镜是由位于光波波阵面上的振幅或相位调制阵列组成的.它通过光波的衍射和干涉完成对光束的操作.菲涅耳透镜属于更为广义的衍射光学元件的一个特例.相比于普通光学透镜而言，菲涅耳透镜不但能够更容易地设计其相位调节性质，而且更薄、更轻.因此，在一些使用大面积透镜的应用中，

可以使用菲涅耳透镜以减轻重量. 菲涅耳透镜可以通过二元光学加工的方法来制作. 该方法通过逐次的光刻和腐蚀的程序来实现光学元件的相位调制分布，经过 N 次光刻和腐蚀，可以得到 $L=2^N$ 阶的相位调制层次. 图 5-18 中显示了 2,4,8 阶以硅为衬底的二元光学菲涅耳透镜及其对太赫兹脉冲的相应衍射效果.

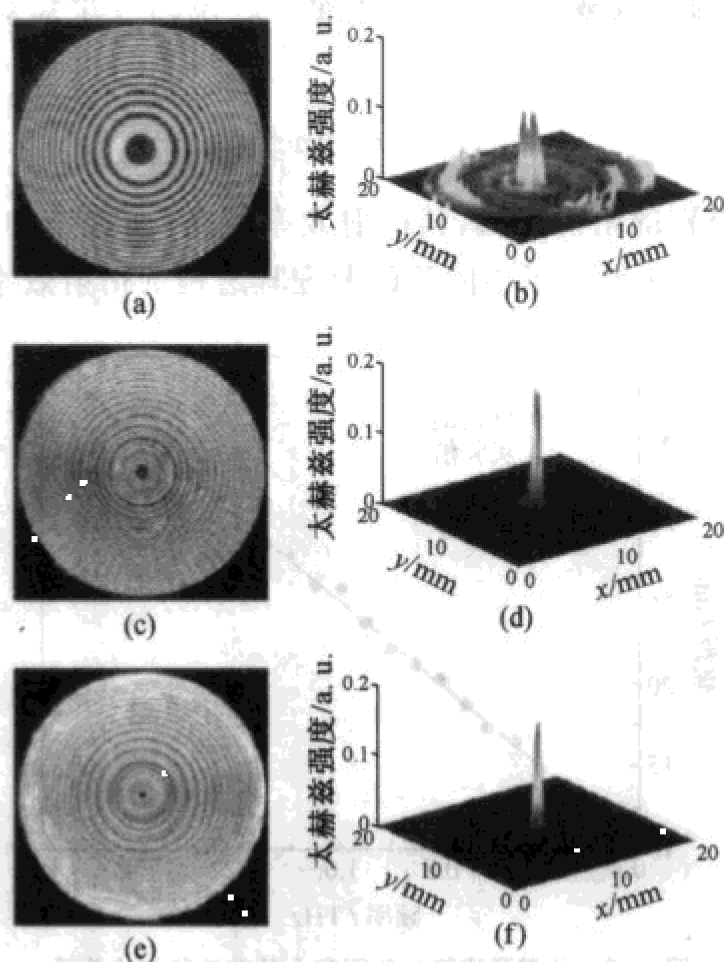


图 5-18　2,4 和 8 阶的硅制菲涅耳透镜(a),(c),(e)及其对脉冲太赫波的相应的聚焦情况(b),(d),(f)

菲涅耳透镜沿 z 轴(其法线方向)的衍射可以表述为

$$u(z)=\sum_n A_n\iint\exp\left[\mathrm{i}2\pi\left(\frac{n}{r_{\mathrm{p}}^2}+\frac{2}{2\lambda z}(x^2+y^2)\right)\right]\mathrm{d}x\mathrm{d}y,\quad(5.11)$$

其中 $A_n=\mathrm{sinc}(n/L)$(L 是透镜的阶次)，r_{p}^2 是透镜的菲涅耳区间，代表了透镜上一个等相位分布的区域面积. 对于一个入射的平面

波,其聚焦点位于

$$z_n = \frac{r_p^2}{2\lambda n} \quad (n = 1,2,\cdots). \tag{5.12}$$

由式(5.12)可知,菲涅耳透镜是一种强色散的光学元件,其焦距与载波的波长是成反比的.图 5-19 显示了在太赫兹波段菲涅耳透镜的焦距和太赫兹波频率的关系.菲涅耳透镜的各个焦点处的衍射效率可以定义为

$$\eta \equiv | A_n |^2 = \mathrm{sinc}^2\left(\frac{n}{L}\right). \tag{5.13}$$

可见,越低级别的衍射光斑,其衍射效率越高;而透镜的阶次越高,聚焦越好.表 5-1 给出了不同阶的菲涅耳透镜的衍射效率.

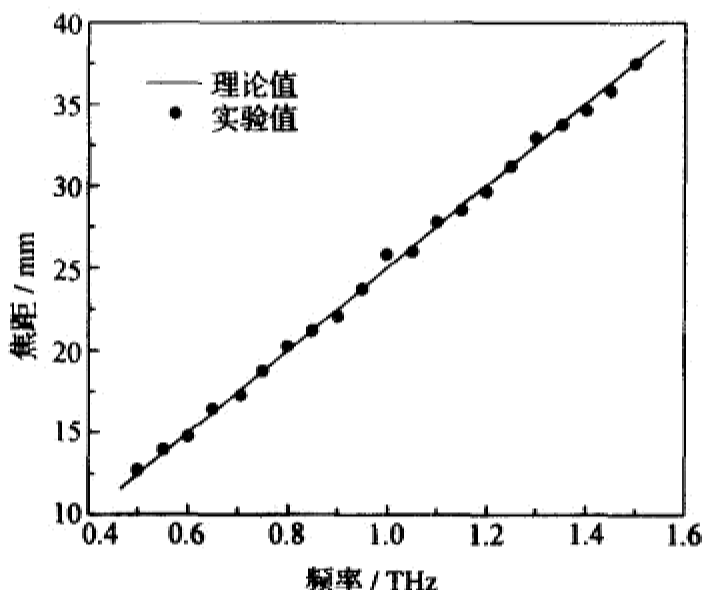


图 5-19 菲涅耳透镜的焦距和太赫兹波频率的关系

表 5-1 不同阶的菲涅耳透镜一级焦点的衍射效率

	L			
η/(%)	2	4	8	铝制波带片
理论值	41	81	95	41
实验值	11	75	90	38

5.3.2　利用菲涅耳透镜进行三维成像

利用菲涅耳透镜可以对光波进行聚焦，也可以对物体成像. 太赫兹脉冲包含了较宽的频谱范围. 菲涅耳透镜的色散性质使不同频率的太赫兹波因焦距不同而发生相干叠加，从而使经过菲涅耳透镜后的太赫兹波形发生扭曲，而且频谱分布随空间和时间变化，其电场的空间分布会类似于相干图样. 图 5-20 显示了利用菲涅耳透镜对太赫兹波聚焦后，其电场的空间分布.

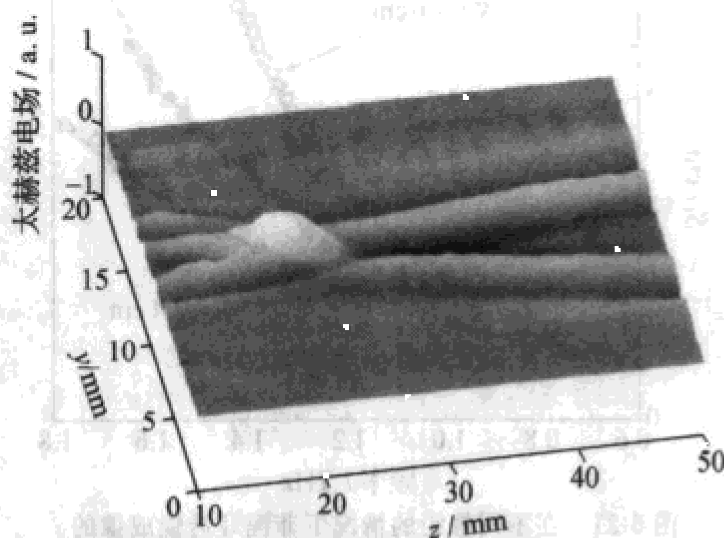


图 5-20　菲涅耳透镜对脉冲太赫兹波的衍射分布在轴向的演化

成像透镜的色差通常会导致成像质量的降低. 然而，在脉冲太赫兹波的检测过程中，探测量是太赫兹脉冲的时域波形；对其时域波形进行傅里叶变换，可以获得不同频率的分量. 在成像中可以因此获得单一频率的像，并不受到色差的影响. 透镜成像的公式为

$$\frac{1}{S_1}+\frac{1}{S_2}=\frac{1}{F},\tag{5.14}$$

其中 S_1 和 S_2 分别代表成像系统的物距和像距，F 是透镜的焦距，在菲涅耳透镜中 $F=z_1$. 从式(5.12)可知，$F\propto\nu$(其中 ν 是载波的频率). 如果固定成像系统的像距不变，则有

$$S_1 = \frac{r_p^2 S_2 \nu}{2S_2 c - r_p^2 \nu}; \tag{5.15}$$

也就是说，在这种情况下，成像系统的物距与载波频率相关. 在一套像距固定的成像装置中，不同的载波频率可以获得距成像透镜不同距离的物体的像. 这样，使用普通的透镜成像方法，就可以利用宽带的载波获得物体的三维像. 图 5-21 给出了成像系统的物距和太赫兹频率的关系.

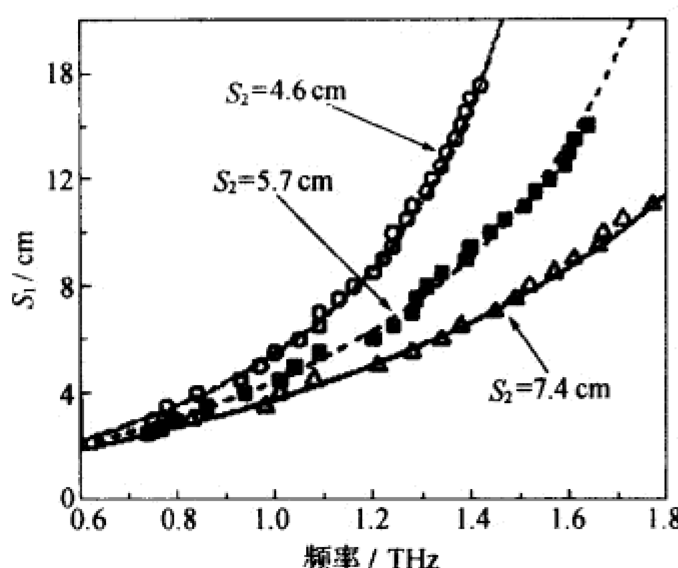


图 5-21 在不同像距的情况下菲涅耳透镜成像的物距和太赫兹频率的关系

太赫兹脉冲包含宽频率范围，所以在太赫兹脉冲成像中可以利用上述方法获得三维成像. 图 5-22 显示了在太赫兹脉冲成像系统中，三个与透镜距离不同的物体及其三维重构成像. 太赫兹成像系统与 3.2.2 小节讨论的二维成像系统相同，只不过这里成像透镜由一块直径为 3 cm 的硅制菲涅耳透镜代替普通透镜. 该菲涅耳透镜在 1 THz频率的焦距为 2.5 cm. 成像系统的像距为 6 cm. 在由厚2 mm 的丙烯酸塑料板制作的 60 mm×40 mm 的物体中央，刻出三个不同形状的空槽，依次放置于距成像透镜 3 cm，7 cm，14 cm 的位置上. 由图 5-22 可见，利用菲涅耳透镜，可以获得这三个物体的图像及其与透镜的距离. 表 5-2 概括了这三个物体的描述和成像性质.

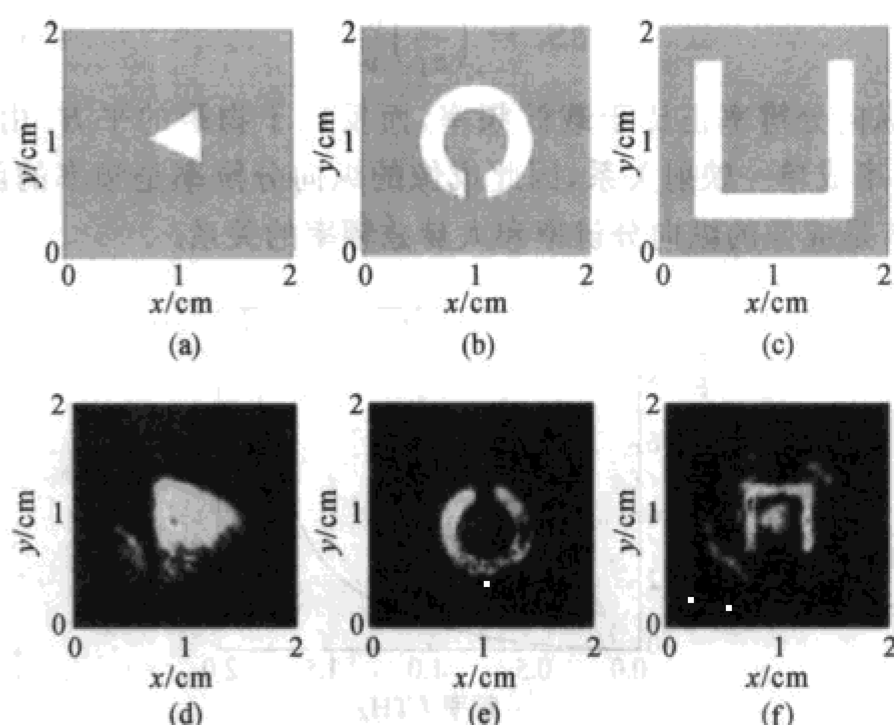


图 5-22 菲涅耳透镜成像的三个物体(a)～(c)
以及利用不同频率的波所成的像(d)～(f)

表 5-2 三个被成像的物体及其像的性质

物体名称	OT	OC	OU
尺寸/mm	5	10	14
物距/cm	3	7	14
成像频率/THz	0.75	1.24	1.57
像的尺寸/mm	10	8	6
放大率(实验值)	−2	−0.8	−4.2
放大率(理论值)	−2	−0.85	−4.3

5.3.3 菲涅耳透镜成像的分析

非涅耳透镜成像的横向分辨率是受到成像系统的衍射限制的；而其纵向分辨率则与载波的光谱分辨率相关. 由式(5.15)，可以得到载波的频宽与其物平面纵向分辨率的关系：

$$\delta S_1 = \left(\frac{S_1^2}{z_1}\right)\frac{\delta\nu}{\nu}. \tag{5.16}$$

可见，纵向分辨率正比于载波频率，而反比于物距的平方. 由于物距和频率成单一映射关系，因此成像的纵向分辨率是频率的函数. 图 5-23 是成像的纵向分辨率和太赫兹频率的关系.

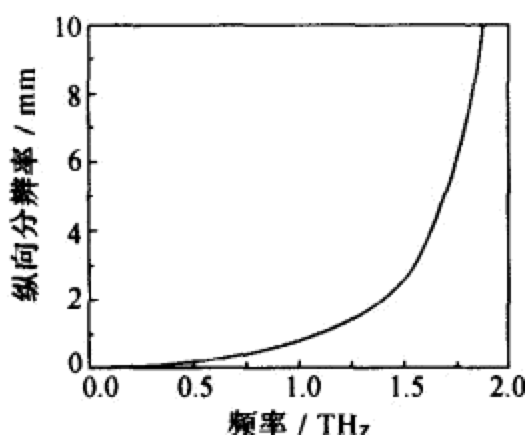


图 5-23 菲涅耳透镜成像中的纵向分辨率与太赫兹波频率(物距)的关系

另一项影响纵向分辨率的因素是成像系统的景深. 两个物平面的间距至少要大于成像的景深，才能使得其各自的像不发生相互干扰. 关于成像的景深问题，我们在 3.2.2 小节已经讨论过了，它可以写做

$$L = \frac{\delta D}{D \pm \delta D} l. \tag{5.17(a)}$$

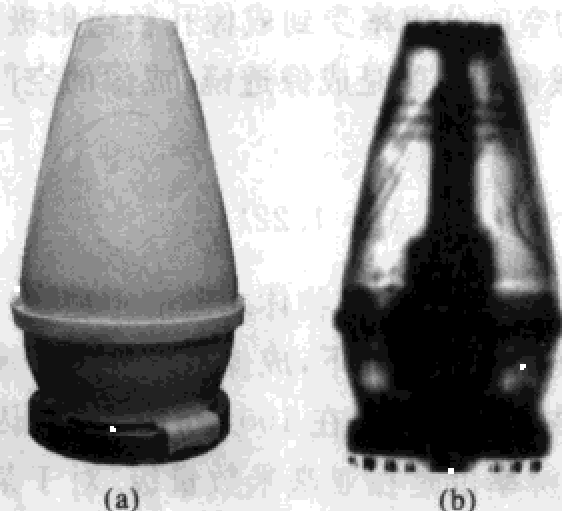
当 $\delta D \ll D$ 成立时，有

$$L = 2.44\lambda\left(\frac{l}{D}\right)^2. \tag{5.17(b)}$$

可见，景深同样与物距的平方成正比，而与载波的频率成反比. 忽略系数有，当 $\delta\nu = cz_1/D^2$ 成立时，由频谱分辨率造成的纵向分辨率与景深相等. 在实际的三维成像分析中，景深和频谱哪一个在成像系统的纵向分辨率中起决定性作用，要取决于成像系统的光谱分辨率以及透镜的焦距和直径的关系.

与衍射层析成像类似，利用菲涅耳透镜所成的三维像的成像质量也和太赫兹的光谱有关系，而且，由于相似的原因，也是在高频（高于 1.25 THz）区域和低频（低于 0.5 THz）区域的成像质量较中间频率差．尤其是由于在低频情况下，太赫兹光谱与成像物体的物距是单调相关的，这就导致在利用菲涅耳透镜成像时，物距只有在一定范围内才能够获得清晰的像．

以上讨论了使用脉冲太赫兹辐射进行层析成像的例子；也可以利用连续的太赫兹辐射探测物体的层析像．图 5-24 显示了利用功率为 180 mW 的 1.63 THz 辐射作为成像载波，对一个空气清新剂盒子所成层析像的二维显示．由于该空气清新剂盒子是塑料结构，因此太赫兹辐射可以透过外壳看到其内部结构．



(a)　　(b)

图 5-24　空气清新剂盒子的光学照片(a)及其太赫兹层析成像的二维显示(b)

参 考 文 献

[1]　Wang S, Zhang X C. Pulsed terahertz tomography. J. Phys. D: Appl. Phys., 2004, 37: R1.

第六章　太赫兹波近场显微技术

§6.1　太赫兹波成像的分辨率和近场成像

6.1.1　太赫兹波成像的分辨率

在传统的成像系统中，成像光学元件与被成像物体之间的距离要远远大于载波的波长. 这种条件下的成像称为远场成像（图6-1）. 远场成像的空间分辨率受到成像孔径衍射极限的限制. 在一般情况下，限制成像孔径的是成像透镜. 成像的空间分辨率可以表示为

$$\Delta = 1.22\lambda \frac{l}{D}, \tag{6.1}$$

其中 λ 是载波波长，l 是透镜与物体之间的距离，D 是透镜的直径. 这意味着，在远场成像的条件下，成像系统的分辨率与载波的波长相当. 由于太赫兹辐射的波长在 100 μm 数量级，因此太赫兹波远场成像系统的分辨率也是在亚毫米数量级. 对于某些需要测量的结构而言，这一分辨率显然太低了. 比如，生物的细胞一般在微米或亚微米尺度；半导体微结构的尺度也是在微米甚至纳米数量级.

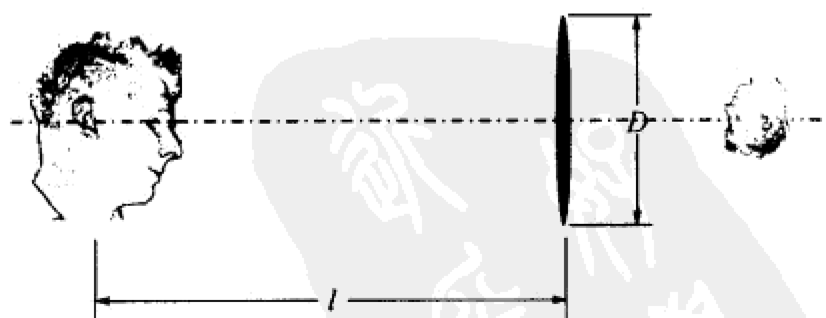


图 6-1　远场成像，其空间分辨率受到载波波长以及透镜孔径角的限制.

如果利用太赫兹光谱对生物大分子振动的响应来研究生物细胞内部的反应，或者利用太赫兹辐射对自由载流子的响应来研究半导体微结构的工作过程，就需要使太赫兹光谱成像的分辨率突破其波长的限制达到亚微米或纳米尺度. 这就要求成像系统的分辨率突破载波衍射的限制.

从衍射的角度看，如果载波需要分辨平面内尺寸为 a 的物体，则其在该平面内的波数 $k_{/\!/} \geqslant 2\pi/a$；而载波的波数表示为 $k=2\pi/\lambda$. 因此，载波在垂直于该平面方向的波数为

$$k_{\perp}=\sqrt{k^2-k_{/\!/}^2}=2\pi\frac{\sqrt{a^2-\lambda^2}}{a\lambda}.$$

当 $a<\lambda$ 时，载波在垂直于该平面方向的波数为虚数. 载波在垂直表面方向的传播可以表示为

$$E=E_0\mathrm{e}^{\mathrm{i}k_{\perp}z}=E_0\exp(-|k_{\perp}|z). \tag{6.2}$$

式(6.2)表示载波在远离物体表面的方向，其电场振幅是随着距离的增加呈指数衰减的；也就是说，载波在该方向是不传播的. 因此，只有在近场条件下，利用非传播的载波进行成像，才能够获得远远小于载波波长的分辨率. 在近场成像技术中，载波的非传播分量被亚波长尺度的物体(孔或针尖)耦合. 这时，成像的分辨率将不受到式(6.1)的限制，而是由亚波长物体的尺度决定的.

6.1.2 亚波长尺度物体的衍射

米氏(Mie)散射的理论严格地描述了平面单色电磁波被一个金属球体散射的物理过程. 波长数量级和亚波长尺度的非球形物体对电磁波的散射也可以由米氏散射的理论来近似描述. 当物体的尺度比波长小很多时，被物体散射的电磁场有如下的形式[1]：

$$E,H\propto\frac{a^3}{\lambda^2}\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}kr}}{r}, \tag{6.3}$$

这里 a 是球体的半径，r 是空间点与球心之间的距离. 这种情况下的散射通常称为瑞利散射. 式(6.3)表明，在远场电磁辐射的振幅

正比于散射物体尺寸的立方.这就使得在散射物体的尺寸远小于波长的情况下,电磁散射效率非常低.

另外一种电磁波和亚波长尺寸物体相互作用的典型问题是电磁波通过薄金属屏上面微小孔径的透过率问题.当考虑理想金属和无限薄屏的情况下,光孔的振幅透过率可以表示为[2]

$$t = 1 + \left[\frac{J_1(2ka)}{ka}\right] - \frac{1}{ka}\int_0^{2ka} J_0(t)\,dt \approx \begin{cases} 1 & (ka \gg 1), \\ (ka)^2/6 & (ka \ll 1), \end{cases} \tag{6.4}$$

其中 $J_1(x)$ 和 $J_0(x)$ 分别是一阶和零阶柱贝塞尔(Bessel)函数.考虑到光孔的孔径面积正比于 a^2,其总的振幅透射截面也是 a^3/λ^2 的形式.

亚波长尺度的物体对于电磁波的低散射效率可以由光学衍射理论作定性的理解.圆孔的角分布是随着衍射孔径的缩小而增加的.当孔径的半径远小于载波波长时,远孔衍射的角分布将超过 π;只有远孔衍射角小于 π 的衍射分量可以前向传播并在远场被探测到.图 6-2 表示了在远小于波长的孔径衍射时,可收集的衍射分量与总衍射分量的比例.如果近似地认为衍射角度与孔径的半径成反比,就可以定性地得到该光孔的衍射效率正比于 a^2/λ^2.

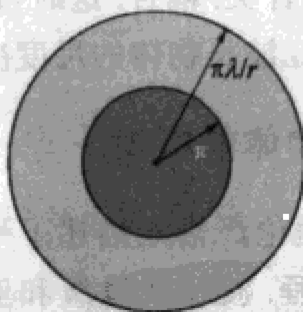


图 6-2 亚波长尺度小孔衍射时的衍射角分布(大圆)与传播分量(内圆)的比较

6.1.3 远场波和隐失波

当电磁波被亚波长尺度的物体衍射(或散射)后,其电场可以分为可以传播的远场波以及无法传播的隐失波两部分.其中,远场

波的电场是与物体尺度的立方成正比的；而且，由于其横向波数小于样品结构的空间频率，因此并不携带空间分辨的信息．隐失波携带空间分辨的信息；然而，由于其电场随着与样品距离的增加而呈指数衰减，因此在远离样品的地方并不能探测到该隐失波的成分．在 $a \ll \lambda$ 的条件下，由式(6.2)可以得到隐失波衰减的特征长度是

$$d = a/2\pi. \tag{6.4}$$

位于该特征长度之内的区域可以看做是近场区域．

典型的近场光学显微技术主要有图 6-3 所表示的两种模式，即近场激发和近场探测．在前一种模式中，入射光束被亚波长孔径的光孔所限制．该光孔或者是一块金属屏上的针孔，或者是一根被细化的光纤或波导的尖端．载波通过光孔后在其附近形成隐失波．被探测的样品处于该光孔的近场区域中，其细微结构散射光孔的隐失波形成远场辐射，并被位于远场的探测器检测．在后一种模式中，入射光束直接照射到样品上．被成像样品的细微结构所散射的

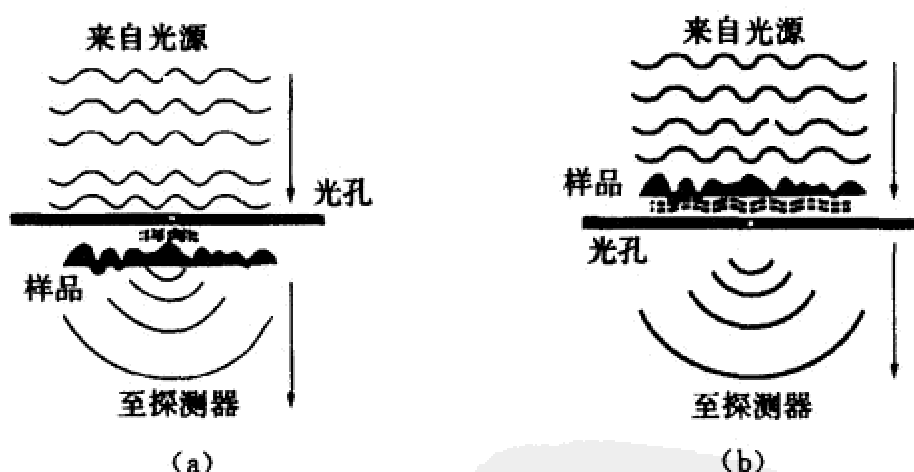


图 6-3　近场成像的两种基本方式

(a) 入射载波被亚波长尺度的孔径所限制．被探测样品处于光孔的近场区域．当光孔在样品表面扫描时，位于远场的探测器通过记录隐失波被样品的散射而获得其像．(b) 入射载波直接照射到样品上．样品的细微结构散射的隐失波被位于其近场区域的光孔耦合并被探测器检测．当该光孔作二维扫描时，样品的二维结构被记录下来．

载波在该结构周围形成隐失波. 探测器或者位于近场区域,或者该隐失波被位于近场区域的光孔耦合到远场区域,再由探测器来检测.

§6.2 孔径限制的近场显微技术

6.2.1 动态光学孔径和太赫兹波显微镜

动态光学孔径是相对于金属屏上小孔等静态的光学孔径而言的,它是可以控制(产生、消灭和改变大小)的光学孔径. 在太赫兹波近场成像技术中使用的动态光学孔径是由激光在半绝缘的半导体表面激发自由载流子产生的. 图 6-4 显示了动态光学孔径太赫兹波近场成像系统的原理. 该系统与普通的太赫兹波扫描成像系统相似,只是样品支架由一片半绝缘的砷化镓晶片构成. 样品是薄片结构,紧紧地贴在砷化镓晶片的一侧. 除了太赫兹波外,还有另外一束激光聚焦在砷化镓晶片上. 该激光称为取样光,用以产生动态光学孔径.

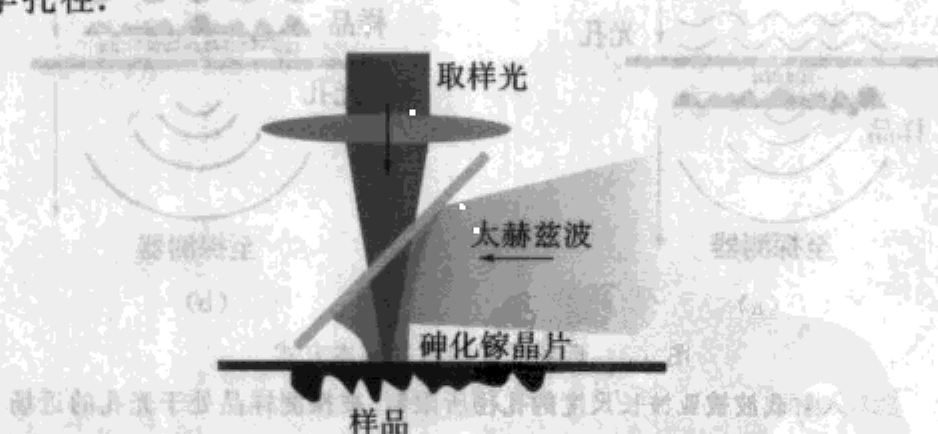


图 6-4 光学动态孔径方式的太赫兹波近场显微成像装置

动态光孔是由取样光在半绝缘的砷化镓晶片激发的局域自由载流子形成的. 通过调制取样光,使得只有通过该动态光孔的太赫兹辐射,才能被成像系统记录.

在没有取样光时，半绝缘的砷化镓晶片对于太赫兹波是透明的；而在有取样光照射时，取样光在砷化镓晶片上激发了光生自由载流子，使得砷化镓晶片局部成为导体. 这将导致太赫兹辐射在取样光照射的位置透过率变小. 取样光的频率在光学波段，其波长比太赫兹波小 300 倍以上，因此该取样光的焦点尺度可以远远小于太赫兹波的波长. 这样，取样光照射在砷化镓晶片上的面积就形成了亚太赫兹波长尺度的光学孔径. 由于在孔径中太赫兹波的透射小于孔径之外的部分，该孔径称为负光学孔径. 为了强调经过该光学孔径的太赫兹波在成像测量中的作用，在测量中应对取样光进行一定频率的调制，并将该频率作为锁相放大器的参考频率. 锁相放大器中测量的太赫兹电场只是经过该孔径的太赫兹辐射的贡献. 图 6-5 是动态光学孔径的示意图以及在不同尺寸的动态光学孔径下获得的"通过"该光学孔径的太赫兹脉冲的时域波形[3]. 由图可见，由动态孔径透过的太赫兹波的电场强度随着动态孔径的减小而减弱. 对太赫兹脉冲的时域波形进行傅里叶变换发现，透射的太赫兹光谱并不随动态孔径的变化而变化. 直到动态孔径的直径

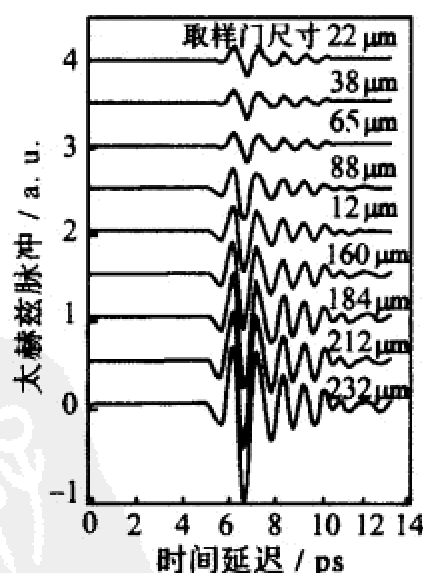


图 6-5　由不同尺度的动态光孔"通过"的太赫兹脉冲的时间波形

小于太赫兹波中心波长(由于太赫兹波的中心频率是0.9 THz,故为333 μm)的1/10时,仍然可以清晰地探测太赫兹波的时域波形;也就是说,在成像分辨率小于1/10波长时仍然能够获得清晰的像.

在动态光学孔径限制的太赫兹波近场成像的测量过程中,被探测样品紧贴在砷化镓晶片上,处于动态光学孔径的近场区域,因此可以利用隐失波得到小于波长的分辨率.图6-6是两个样品在不同情况下的太赫兹波成像.对比样品的远场太赫兹像及其动态光学孔径近场成像,可以清楚地看出,动态光学孔径技术可以极大地提高成像的分辨率.当样品位于砷化镓晶片的背面时,由于样品与光学孔径之间存在一定的距离,因此成像的分辨率受到影响.

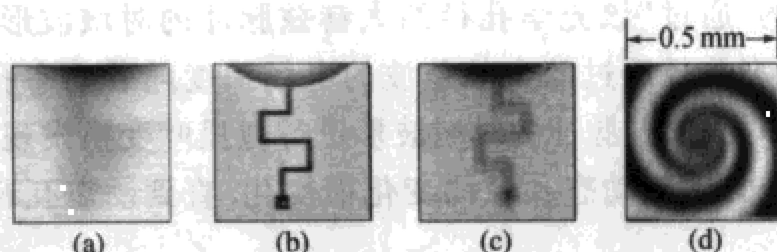


图6-6　两个样品在不同情况下的太赫兹成像

(a)曲折样品远场的太赫兹像;(b)当曲折样品位于砷化镓晶片正面(面向取样光)时的近场像;(c)当曲折样品位于砷化镓晶片反面(背向取样光)时的近场像;(d)螺旋样品(0.5 mm×0.5 mm)的近场太赫兹像.

从理论上讲,由动态光学孔径限制的太赫兹波近场成像的空间分辨率是由取样光的焦斑大小决定的;也就是说,空间分辨率可以达到亚微米数量级.然而,在实际情况下,成像的空间分辨率不但受到其探测灵敏度随孔径减小而降低的影响,而且在聚焦取样光时,由于需要避免对太赫兹波入射的影响,因此很难使用高数值孔径的聚焦透镜.取样光的聚焦尺寸也不能很小.在实验中得到的最小空间分辨率是14 μm.

6.2.2　针孔限制的太赫兹波显微镜

太赫兹波不但可以由动态光学孔径限制，也可以由金属屏上的针孔限制. 图 6-7 显示了由针孔限制的太赫兹波探测装置的结构[4]. 该太赫兹波探测器是一个由砷化镓晶片为基底的光电导天线. 在基底的背面镀有一层金属薄膜，并且在与偶极天线相对的位置有一个亚波长尺度的针孔. 在针孔中的砷化镓形成突出部，能够增强太赫兹波的耦合效率. 被成像的样品紧贴在针孔外侧. 当样品被太赫兹辐射照射时，其微小的结构散射太赫兹辐射，其中的隐失波成分包含有空间分辨的信息. 位于近场的针孔将散射的隐失波耦合到金属膜的另一侧，并通过偶极天线测量太赫兹电场的强度. 当该探测装置在样品上扫描时，就会获得与针孔尺寸相当的空间分辨率. 图 6-8(a)表示了在孔径为 5 μm 的情况下，该探测装置扫描经过一个金属-半导体边界时的信号变化. 可见，该装置的空间分辨率达到了 7 μm，远远小于载波的波长. 图 6-8(b)表示了利用孔径为 10 μm 的探测装置对金属-半导体边界扫描时，不同频率的太赫兹波电场强度的变化. 该结果表明，太赫兹波成像的分辨率受到针孔孔径限制，而与载波的波长无关.

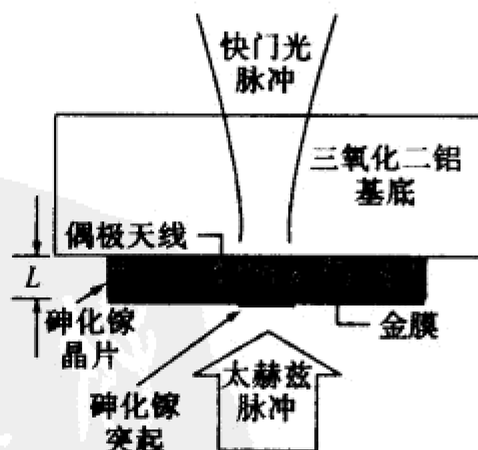
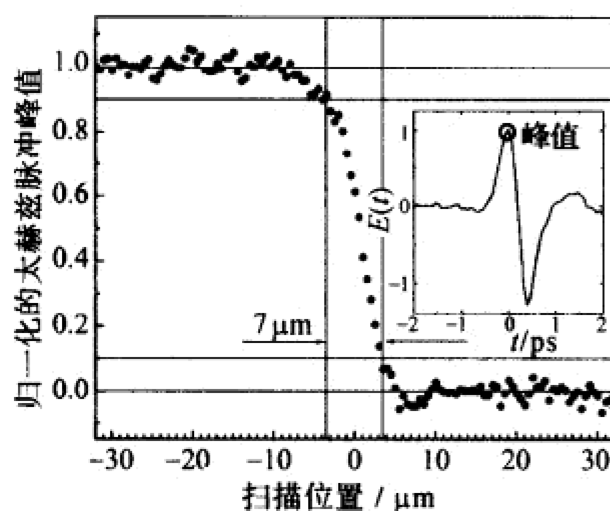
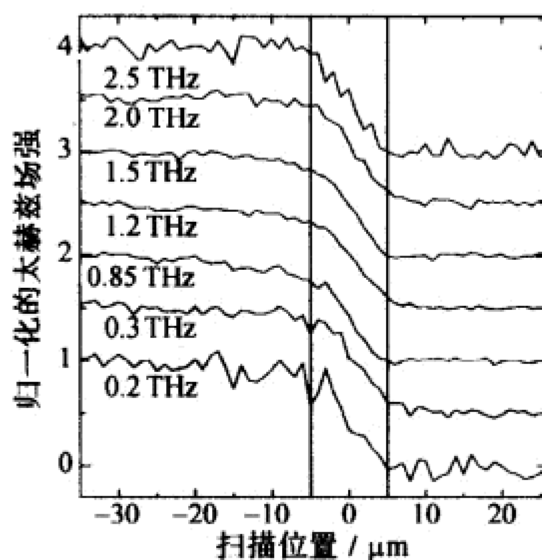


图 6-7　金属屏上亚波长尺度的针孔限制的太赫兹近场成像探测器装置图
（感谢 Mitrofanov 博士提供该图.）



(a)



(b)

图 6-8 由图 6-7 的探测装置获得的太赫兹波近场成像的分辨率

(a) 以一个直径为 5 μm 的孔径跨越金属-半导体边界扫描获得的太赫兹脉冲峰值的电场强度的变化. 可见，根据“10%～90%原则”(强度的10%～90%之间定义为分辨率)，该成像的空间分辨率可以达到7 μm. 内插图是所测量的太赫兹波时域波形. (b) 不同频率分量的太赫兹波在通过金属-半导体边界时获得的空间分辨率. 该结果是由一个直径为 10 μm 的孔径进行一维扫描获得的. (感谢 Mitrofanov 博士提供该图.)

一方面，当孔径远小于载波波长时，由针孔衍射的远场辐射光强随孔径的 6 次方而迅速减小. 另一方面，电磁波在该针孔中的透射率不但随针孔的尺寸减小而降低，还随着金属屏的厚度增加而呈指数衰减. 这是因为当载波波长大于针孔中传播的波的截止波长时，载波在针孔中将不存在传播解. 它只能够通过隧道效应通过该针孔. 隧穿的光强可以表示为

$$I_t = I_0 \exp(-\pi l/d), \tag{6.5}$$

其中 l 是金属膜的厚度，而 d 是孔径. 在针孔以外的区域，透过金属屏的电磁波也是随金属屏厚度呈指数衰减的：

$$I_m = I_0 \exp(-l/a), \tag{6.6}$$

其中 a 是载波在金属中的穿透深度. 综合式(6.5)和(6.6)可以知道，当

$$d = a\pi \tag{6.7}$$

成立时，电磁波在针孔中的衰减等于它在金属中穿透的衰减；也就是说，在这种情况下，针孔并不能起到限制太赫兹波传播孔径的作用. 式(6.7)限制了金属膜上针孔的最小尺寸. 对太赫兹波而言，它在常用金属中的穿透深度一般在 100 nm 数量级. 这使得针孔限制的太赫兹近场成像的分辨率不能够远小于微米.

一方面，金属膜上亚波长尺度针孔的低透过率不但在原则上限制了针孔的尺寸，而且在技术上由于减低了透射率，从而限制测量的动态范围. 提高测量信号的一种方法是削减金属膜的厚度. 另一方面，金属膜又必须足够厚，使得在针孔的太赫兹波透过率尽可能低，从而降低背景辐射. 实际操作中，金属膜的厚度一般取在载波穿透深度的数量级. 这样，系统的动态范围也限制了光孔尺寸. 这一限制可以表示为

$$d \geqslant \frac{\pi l}{\ln(D/D')}, \tag{6.8}$$

其中 D 表示无光孔时系统测量的动态范围，D' 表示成像所需的动态范围.

在技术上影响探测动态范围的不仅仅是金属膜的厚度，还包括探测天线到针孔之间的距离. 图 6-9 给出了在金属膜后面的太赫兹电场强度和距金属膜上针孔距离的关系. 可见，太赫兹电场强度反比于探测点与针孔之间的距离. 因此，减薄作为探测天线基底的砷化镓晶体，也可以提高近场成像的空间分辨率. 目前该技术可以利用 5 μm 直径的光孔获得 7 μm 的空间分辨率.

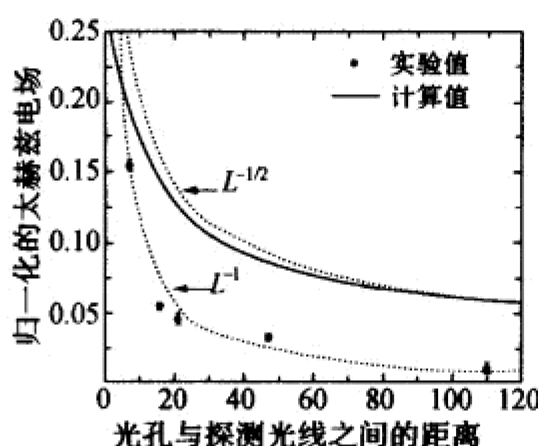


图 6-9　探测到的太赫兹电场作为光孔到探测天线距离的函数

（感谢 Mitrofanov 博士提供该图.）

§6.3　基于电光效应的太赫兹近场成像

6.3.1　亚波长的太赫兹波发射源

利用孔径限制的太赫兹波近场成像技术，不可避免地遭受到孔径透过率的影响，从而影响测量的动态范围. 对太赫兹波而言，由于其波长较长，因此可以比较容易地获得亚波长尺度的发射源或探测器. 一个简单的例子是在光整流过程中，太赫兹波的发射源是由激发光在电光晶体中的光斑大小决定的. 因为激发光是近红外光，其波长在亚微米尺度，因此其聚焦点的直径可以达到微米以下；也就是说，可以获得亚微米尺度的太赫兹波发射源. 如 §6.1 所讨论的，可以利用该发射源在近场范围内对样品进行远小于波长

分辨率的成像. 如图 6-10 所示,可以利用类似 z 扫描的方式得到太赫兹波的发射效率与其发射源尺寸的关系. 在图 6-10 中的太赫兹辐射是由飞秒激光在(111)晶向的砷化镓晶体中通过光整流效应产生的. 为了避免在电光检测中仅仅测量局部电场,从而无法反映全局的局限性,在测量中利用量热器直接测量了太赫兹波源发射的太赫兹波的功率. 由于砷化镓对激发光的吸收深度在微米数量级,因此只有在发射晶体表面的薄层参与太赫兹波的发射. 这样,就可以很好地利用照射在砷化镓表面的光斑直径来表示太赫兹波发射源的尺寸.

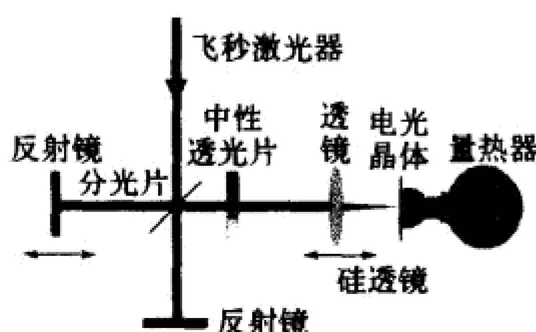


图 6-10　利用量热计测量光整流过程的发射效率与激发光斑大小的关系的装置图
其中的迈克耳孙干涉仪部分用来实现太赫兹波形的相干测量.

对于发射光而言,当焦斑尺寸减小时,其功率密度与焦斑直径的平方成反比增加,有 $I=I_0(r/r_0)^{-2}$(其中 I_0 是激光束的功率密度,r_0 是激光束的半径,r 代表激光照射在砷化镓晶体表面的光斑半径). 在 2.2.1 小节的讨论中我们知道,太赫兹电场是正比于发射光的功率密度的. 在光整流模式下,当泵浦光的聚焦光斑远小于太赫兹波长时,太赫兹波的发射功率与其发射源的半径具有如下关系:

$$P_{\mathrm{THz}} \propto I_0^2 r^2 ; \tag{6.9}$$

也就是说,在光整流情况下,太赫兹波的发射功率与聚焦光斑的面积成正比. 图 6-11 显示了太赫兹波的发射功率与其发射源半径的

关系[5]. 可见，太赫兹波源的发射效率与源尺寸的关系有三种不同的情况. 在发射源的尺寸远大于太赫兹波的波长时，其发射功率反比于激发光斑的面积. 这是由于在该情况下，光源的衍射并不限制远场的辐射，而其激发光功率密度反比于激发光斑面积. 而当发射源的尺寸远小于太赫兹波的波长时，其衍射效率受到光源半径的影响. 因此，尽管激发光的功率密度随焦斑尺寸的减小而增加，光源总的发射效率仍符合式(6.9)的描述，随光源尺寸的减小而减小. 介于两种情况之间，即当发射源的尺寸与太赫兹波的波长相当时，其发射效率达到最高.

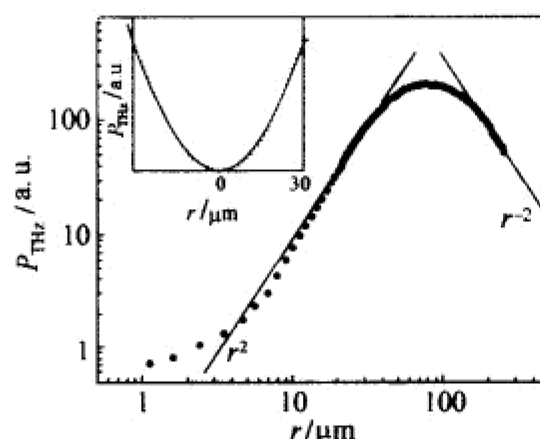


图 6-11　太赫兹波的发射功率与激发光聚焦尺寸的关系

6.3.2　太赫兹波发射源限制的近场显微镜

由式(6.9)可知，在光整流过程中，亚波长尺度发射源的发射效率随发射源尺寸的减小表现出与其半径的二次方成正比的关系. 这要远远低于亚波长孔径的衍射损失(与半径的六次方成正比)，而且并不受到孔径穿透率的影响. 图 6-12 表示了利用光整流过程进行近场显微成像的原理图. 在该近场显微镜中，激发光由显微物镜聚焦在薄的电光晶体上产生太赫兹脉冲. 被成像样品紧贴在电光晶体的背面，位于太赫兹波发射源的近场区域内. 透过物体的太赫兹辐射被离轴抛物面镜收集并聚焦在太赫兹探测器上. 在

扫描样品的过程中记录透射的太赫兹辐射的时间波形，就可以获得样品的太赫兹成像. 由于成像的分辨率受到发射源尺寸限制，因此可以获得亚波长尺度的分辨率.

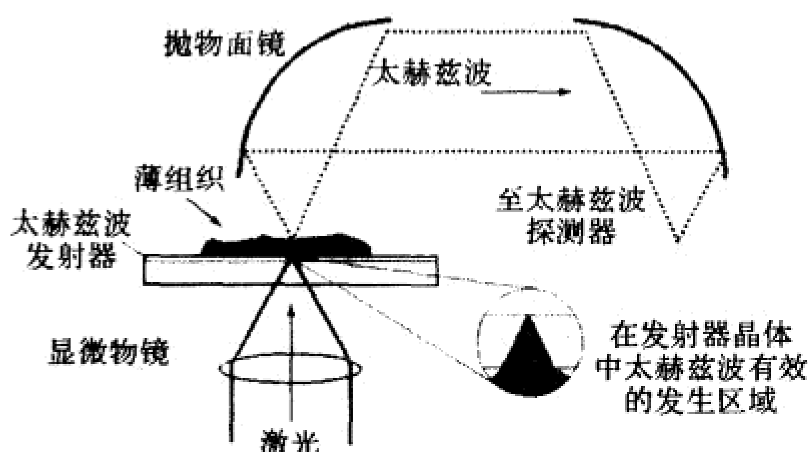


图 6-12　利用限制光整流过程发射太赫兹波发射源的尺寸实现太赫兹波近场显微成像的装置示意图

在实验中，光整流近场显微镜的空间分辨率可以由其对金属边界的解析来检测. 图 6-13 显示了使用碲化锌晶体和铌酸锂晶体作为亚波长尺度的太赫兹波发射源进行扫描成像获得的空间分辨率. 两者均给出了 20～30 μm 的空间分辨率. 为了获得高空间分辨率，不但要求发射光在电光晶体上具有小的焦斑直径，而且要求使用薄的电光晶体. 这是因为太赫兹波发射源形成于激发光与电光晶体相互作用的整个区域中，必须使用薄的电光晶体才能够保证获得小尺寸的发射源. 一般要求发射源的厚度（或者说光整流过程的作用距离，比如在铌酸锂中的情况）要小于激发光斑的直径. 而与之相对地，短作用距离意味着光整流效应的效率降低. 这也制约了这种显微镜技术的空间分辨率. 解决这一问题的一种可能的方法是利用共振增强的光整流效应，比如在砷化镓或砷化铟晶体中的光整流过程作为太赫兹波光源. 一方面，激发光的吸收深度限制了光源在纵向的尺寸；另一方面，共振增强也可以加强光整流效应的效率. 在利用共振增强的光整流效应作为亚波长尺寸的太赫兹

光源时，需要避免电光晶体中的光生自由载流子导致的屏蔽效应.

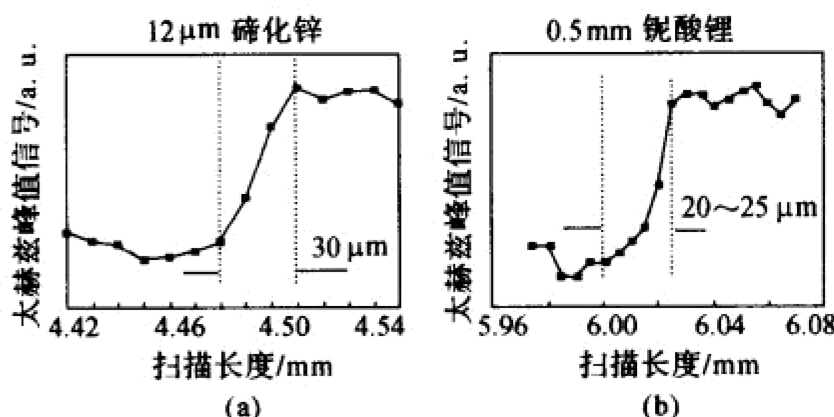


图 6-13　应用图 6-12 中的方法，使用 ZnTe 晶体(a)和 $LiNbO_3$ 晶体(b)作为发射源获得的一维太赫兹像和它们的空间分辨率

6.3.3　探测器限制的太赫兹波近场显微镜和二维近场显微镜

太赫兹辐射可以由光整流过程发射，也可以通过电光效应在电光晶体中探测. 在电光效应中，太赫兹波的电场强度是通过对探测光偏振的调制来测量的. 与局域发射器类似，也可以通过聚焦探测光将太赫兹波的探测限制在小于太赫兹波长的范围内. 在这种装置中，如果被成像样品位于该局域化探测器的近场范围内，就可以通过近场成像的方法对被探测样品扫描成像，获得小于载波波长的分辨率.

在§3.2 的讨论中我们知道，由于电光晶体是二维的，可以通过扩束的探测光直接测量探测晶体上太赫兹辐射的二维分布. 这种方法也可以用于近场成像的探测. 图 6-14 是太赫兹波二维探测式近场成像的原理图. 该装置中的太赫兹波探测器是一块薄的电光晶体. 太赫兹辐射透过被成像样品后直接照射在电光晶体上，在近场范围内由样品的细微结构散射的隐失波反映出样品细微结构的空间分布. 平面平行的线偏振探测光从背面入射到电光晶体中，并被其前表面反射反向输出出来. 该反射光在探测晶体中与太赫兹辐射相互作用并记录了太赫兹波的空间分布. 被太赫兹电场调

制了的探测光经由分束器分离出来并由检偏器检偏后被透镜成像到 CCD 相机中. 由于探测光是近红外光，其波长远小于太赫兹波，因此 CCD 相机的成像分辨率可以远高于太赫兹辐射的波长. 这样，就可以获得二维的近场成像，极大地提高了近场成像的速度.

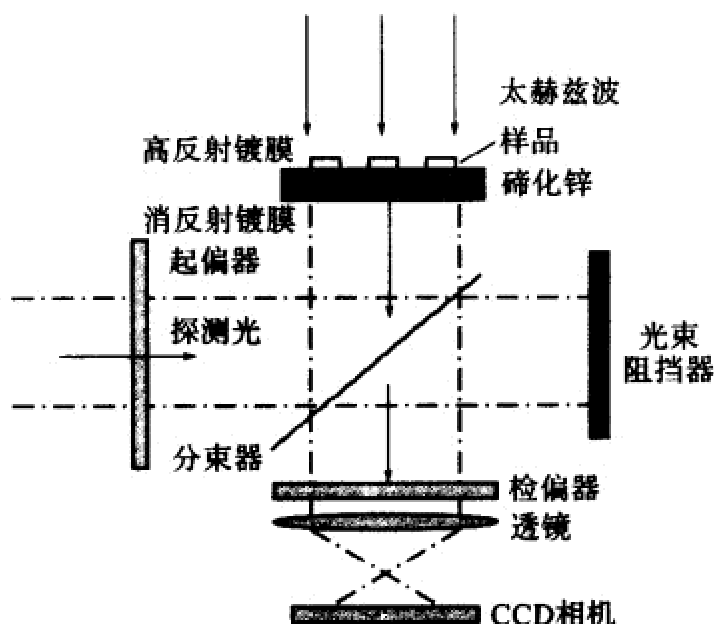


图 6-14　利用限制电光过程发生区域实现太赫兹波近场显微成像的装置示意图

§6.4　无光学孔径的太赫兹波近场成像

6.4.1　无光学孔径的近场成像

由于光学孔径透射率以及亚波长孔径衍射的影响，光学孔径限制的近场光学显微镜往往很难获得小于载波波长 100 倍以上的空间分辨率. 为了避免光学孔径对入射光透过的影响，可以采用具有亚波长尺寸的针尖与局域的电磁辐射相互作用来提高近场成像的空间分辨率. 图 6-15 表示了位于样品表面附近的针尖与电磁辐射相互耦合的情况. 在较好的近似条件下，可以把针尖作为一个直径与针尖粗细相当的金属圆球来考虑. 在这种情况下，该金属球以

及样品表面与电磁场的相互作用可以考虑为该金属球与其在样品中的镜像偶极子和电磁场相互作用. 入射电场就会由于镜像偶极子的存在而得到加强. 系统总的电场是针尖电场和镜像偶极子电场的叠加.

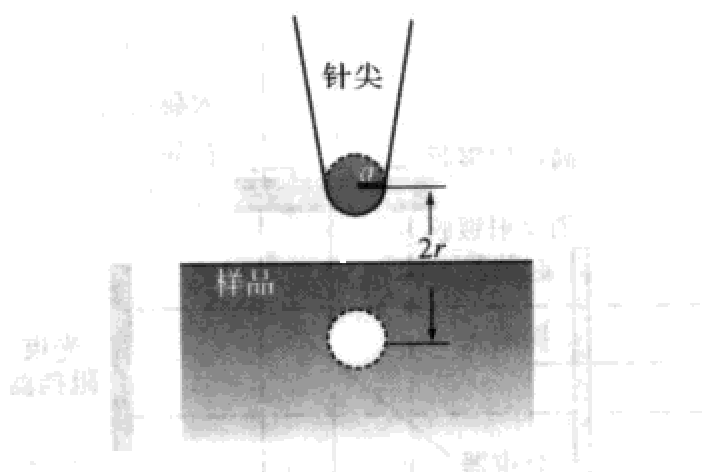


图 6-15 金属针尖和样品耦合示意图

在静电近似的情况下,可以忽略电场的传播相. 如果入射电场垂直于样品平面,有效电偶极率可以表示为[6]

$$\alpha_{\perp}^{\text{eff}}=\frac{\alpha(1+\beta)}{1-\dfrac{\alpha\beta}{16\pi r^3}}, \tag{6.10}$$

其中

$$\alpha = 4\pi a^3\frac{\varepsilon_p-1}{\varepsilon_p+2}, \quad \beta=(\varepsilon-1)(\varepsilon+1),$$

ε_p 是针尖物质的复介电常数. 在入射电场平行于样品表面时,有

$$\alpha_{/\!/}^{\text{eff}}=\frac{\alpha(1-\beta)}{1-\dfrac{\alpha\beta}{32\pi r^3}}. \tag{6.11}$$

利用米氏散射的理论,可以获得针尖与样品耦合系统对入射电场的吸收和散射. 在载波波长远远大于针尖直径的情况下,针尖的散射和吸收截面可以分别表示为

$$C_{\text{sca}}=\frac{k^4}{6\pi}\mid\alpha^{\text{eff}}\mid^2, \quad C_{\text{abs}}=k\text{Im}\,\alpha^{\text{eff}} \tag{6.12}$$

由式(6.12)可见，当 $\alpha\beta/16\pi r^3 \ll 1$ 成立时，可以近似认为 $C_{sca} \propto \alpha a^6/\lambda^4$，而 $C_{abs} \propto \alpha a^3/\lambda$. 因此，在针尖半径远远小于载波波长时，针尖对载波的吸收效果要强于散射效果. 这使得在寻求极高分辨率的成像过程中测量系统对载波的吸收更有优势. 另外，由式(6.10)和(6.11)可知，在载波的电场垂直于样品平面时，系统的有效电偶极率远高于电场平行于样品表面的情况. 因此，在近场光学成像的测量中，需要使入射光的电场垂直于样品的表面. 因为没有孔径透射率的限制，而且可以利用吸收率来测量针尖和样品的耦合对入射电场的影响，无孔径限制的近场成像可以获得更高的空间分辨率. 尤其对波长较长的载波而言，利用针尖散射和吸收进行近场成像效果更好.

6.4.2 针尖对太赫兹波的散射

无孔径限制的近场成像技术也可以应用于太赫兹波段. 图6-16是利用针尖对太赫兹波的散射进行近场成像的系统结构[7]. 其中，直径 5 μm 的铜制针尖置于样品表面上方，其尖端贴近样品表面. 太赫兹光束经过透镜聚焦在针尖下面的样品表面上. 散射的太赫兹波被收集到光电导天线探测器中.

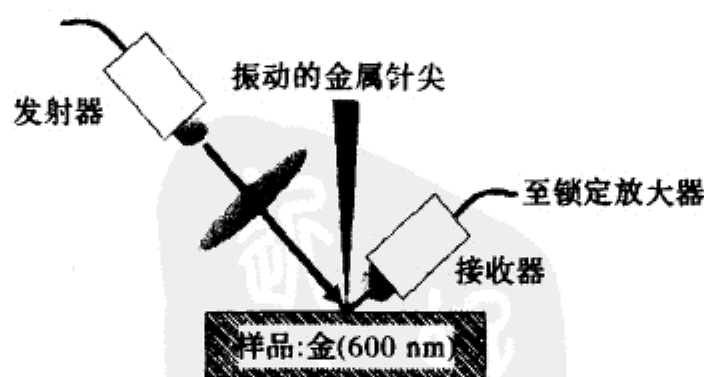


图6-16　利用针尖散射进行太赫兹近场显微成像的装置图
(感谢 Mittleman 博士允许使用该图.)

在近场条件下，垂直于样品表面的电场可以表示为

$$E_{\perp} \propto \frac{\mu_0 c^2}{4\pi} \frac{p}{r^3}, \tag{6.13}$$

其中 p 是针尖和样品耦合的电偶极矩，r 是针尖的半径. 式(6.13)表明，近场电场强度正比于系统的电偶极矩. 远场的太赫兹辐射则正比于电偶极矩的时间微分. 图 6-17 对比了近场测量的太赫兹波电场和远场测量的太赫兹波电场的时间积分，可见两者具有同样的形式. 利用针尖对太赫兹电场的散射，可以获得 10 μm 左右的空间分辨率.

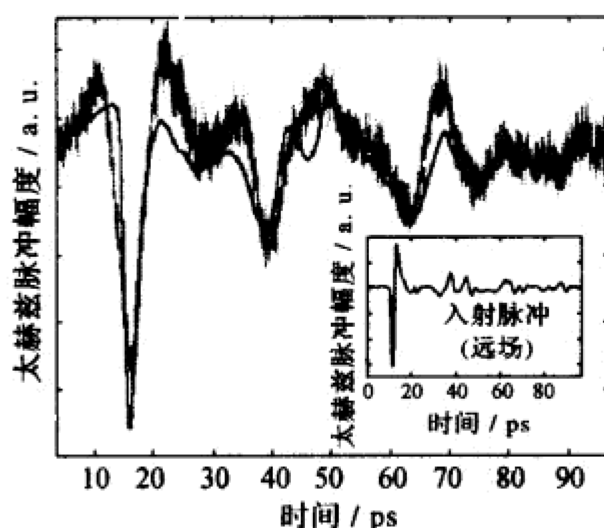


图 6-17 散射的太赫兹脉冲时域波形与远场太赫兹时域波形积分的比较
内插图显示了远场太赫兹脉冲的时域波形.（感谢 Mittleman 博士允许使用该图.）

6.4.3 针尖对太赫兹波的吸收和太赫兹波近场成像

正如前面讨论的，当针尖的尺寸远小于载波波长时，针尖对载波的吸收将超过对载波的散射. 因此，以吸收为被探测物理量，可以支持更高的空间分辨率. 测量针尖吸收的太赫兹近场显微技术与图 6-16 中所示的装置类似，只是这里探测器测量的不是由针尖散射的太赫兹辐射，而是由样品反射的全部太赫兹波. 针尖和物体耦合造成其对太赫兹辐射的吸收表现为对背景太赫兹信号的调制. 图 6-18 给出了测量得到的太赫兹辐射的电场与针尖到物体表

面距离的关系[8].

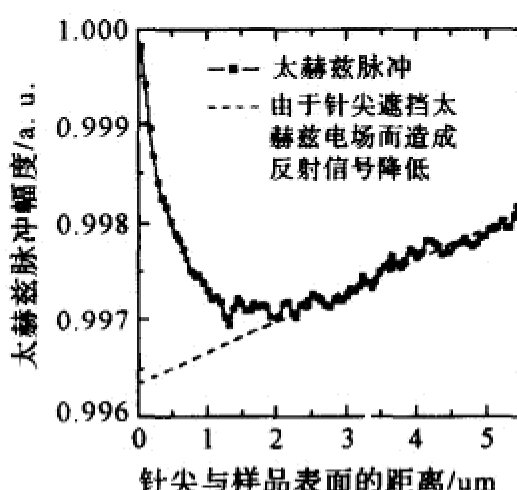


图 6-18　反射的太赫兹脉冲电场强度作为针尖与样品表面距离的函数

(感谢 Kersting 博士允许使用该图.)

由图 6-18 可见,针尖对太赫兹电场的调制可以达到 10^{-3} 数量级,远高于根据式(6.12)的估计.另外,针尖对太赫兹电场的调制并不随着针尖到样品表面距离的减小而增强.在最初的 2 μm 以内,反而是调制随距离的增大而增强.这种反常的现象可以通过针尖和样品组成的电路对太赫兹波的共振吸收来解释:针尖和样品对于太赫兹电磁辐射而言可以看做一个电阻、电感和电容组成的电路,输入电磁波在该电路中激发的电流可以表示为

$$I=\frac{E(D/2)}{2\sqrt{R^2+(\omega L-1/\omega C)^2}},\tag{6.14}$$

其中 D 是太赫兹波焦斑的直径,ω 是入射波的圆频率,R, C 和 L 分别是电路的电阻、电容和电感.由激发电流造成的功率耗散率可以表示为

$$\eta=\frac{Z_0 R}{4\pi[R^2+(\omega L-1/\omega C)^2]},\tag{6.15}$$

式中 Z_0 是自由空间的电阻率.在脉冲太赫兹辐射的测量中,直接测量的是太赫兹波的电场,电场的耗散率是 $\eta/2$.在式(6.15)中,当 $\omega=1/\sqrt{LC}$时,功率的耗散率最大;也就是说,测量信号的调制度最

高.在电路中,电阻和电感是相对固定的,而电容则主要取决于针尖与样品之间空隙的大小.在将针尖近似为圆球的情况下,它与样品之间的电容可以表示为如下的级数形式:

$$C = 4\pi\epsilon_0 R\left(1 + r + \frac{r^2}{1-r^2} + \cdots\right), \tag{6.16}$$

其中 R 是圆球的半径,$r=R/2z$(z 是圆球球心到样品表面的距离).图 6-19(a)和(b)分别表示在针尖与样品的距离改变时,电路耗散功率和太赫兹电场的调制度作为电磁辐射频率的函数.

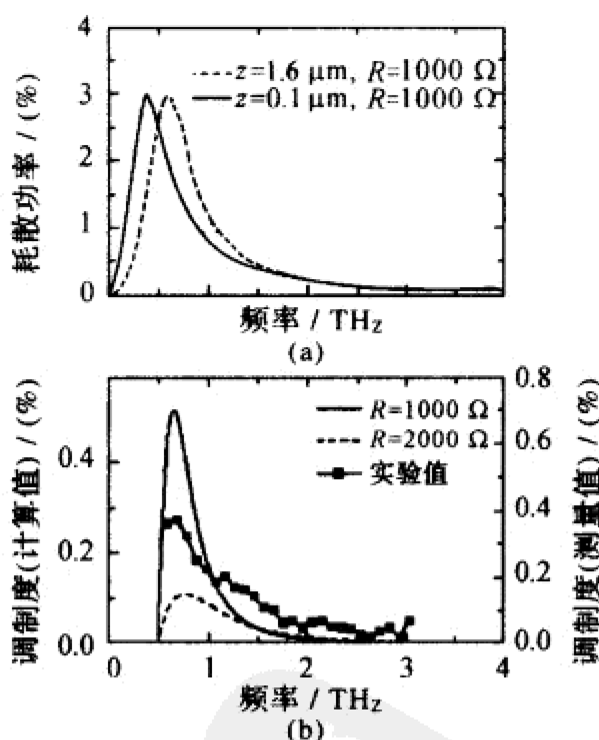


图 6-19 电路耗散功率与太赫兹频率的关系(a)以及太赫兹电场的调制度与太赫兹频率的关系(b)
(感谢 Kersting 博士允许使用该图.)

由于共振的增强,针尖对太赫兹电场具有更大的调制量,这也使得利用该技术可以获得更高的空间分辨率.图 6-20(a)是使用该方法获得的一个金属光栅的图像.该光栅是由蒸镀在硅衬底上的金膜构成的,光栅的周期是 20 μm,金膜的厚度是 1.2 μm.在测量中,铂针尖悬在金膜之上,距离金膜的高度固定为 10 nm.图

6-20(b)表明,使用直径为 100 nm 的针尖进行成像,当针尖跨过金-硅边界时太赫兹信号的变化. 可见,该实验获得了 150 nm 的空间分辨率. 这一分辨率是载波中心波长的 1/2000.

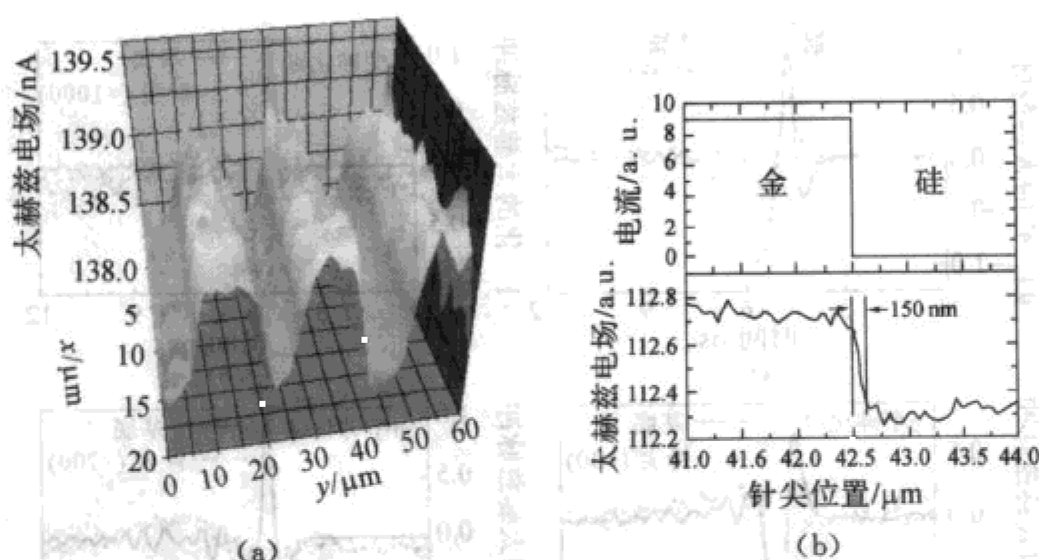


图 6-20 利用针尖对太赫兹电场的吸收获得的太赫兹近场成像

(a) 硅衬底上金属光栅的二维太赫兹像;(b) 针尖对金属-半导体界面进行一维扫描的结果:太赫兹电场(下)和隧道电流(上)的变化.(感谢 Kersting 博士允许使用该图.)

§6.5 太赫兹波发射显微技术

6.5.1 针尖与半导体表面之间的太赫兹波发射

在图 6-16 的装置中,如果入射到半导体表面的电磁波不是太赫兹波,而是飞秒激光脉冲,并且在针尖和半导体之间施加偏置电场,针尖和半导体将会组成一个类似偶极天线的太赫兹波发射源. 针尖与半导体之间的电势差是位于它们之间的肖特基势垒上的. 如果在针尖和半导体之间施加的电压是交流电压,而且以该交流电压的频率作为锁相放大器的参考频率,那么尽管针尖和半导体之间的太赫兹波发射远弱于由半导体表面发射的太赫兹电场,在

锁相放大器中测得的信号只是外电场导致的偶极子发射的太赫兹辐射. 图 6-21 描述了不同半导体材料与针尖之间发射的太赫兹脉冲的时间波形与半导体表面发射的太赫兹波时间波形的比较.

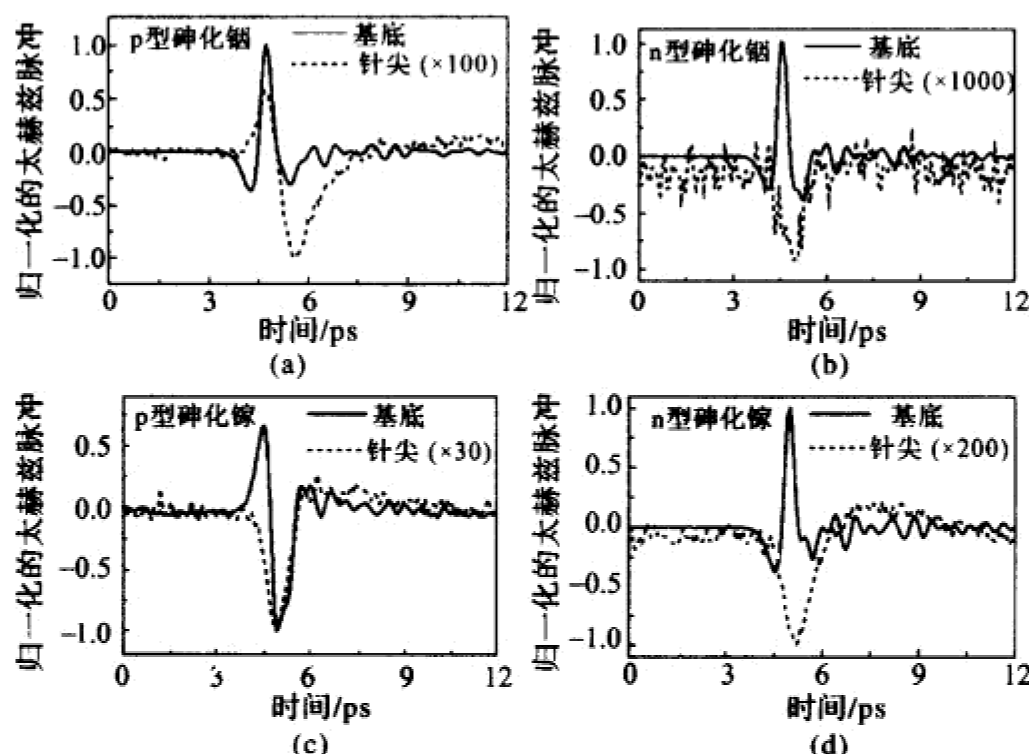


图 6-21 不同半导体样品由针尖发射的太赫兹脉冲以及半导体表面发射太赫兹脉冲时间波形的比较

在图中可见,不同的半导体材料与针尖之间发射的太赫兹脉冲的时间波形非常不同. 与传统太赫兹波的产生方式类似,在载流子迁移率较高的半导体(比如 p 型砷化铟)中,针尖发射的太赫兹波电场强度较高. 另外,各种材料与针尖相互作用发射太赫兹波有一个共性是,针尖发射的太赫兹波所包含的频率范围要明显低于由半导体表面所产生的太赫兹辐射. 这种现象与 § 6.4 中针尖散射的太赫兹脉冲性质类似. 通过对不同材料与针尖相互作用所发射的太赫兹脉冲的比较可以发现,在掺杂浓度较高而且掺杂载流子迁移率较高的半导体(比如 n 型砷化铟)中,由针尖发射的太赫兹电场非常低. 这并不能由传统的载流子屏蔽效应来完全解释,而可

以理解为在半导体掺杂载流子浓度高而且载流子迁移率高的情况下，针尖与半导体更接近于欧姆接触，因此无法施加偏置电场. 这一解释被针尖-半导体系统的电流-电压曲线所证实.

在针尖与半导体之间施加交流电场的同时，还可以施加直流偏置电场，使得针尖-半导体组成的肖特基节处于不同的工作状态. 图 6-22(a)显示了在针尖与 p 型砷化铟晶体组成的太赫兹波发射装置中太赫兹波的发射强度与直流偏置电压的关系(所使用的交流电压均为 1 V)，从中可以发现太赫兹波发射与偏置电压的非线性关系. 图 6-22(b)是针尖与半导体之间的电流作为电压的函数. 该电流-电势曲线明显地显示了针尖与半导体之间属于肖特基接触.

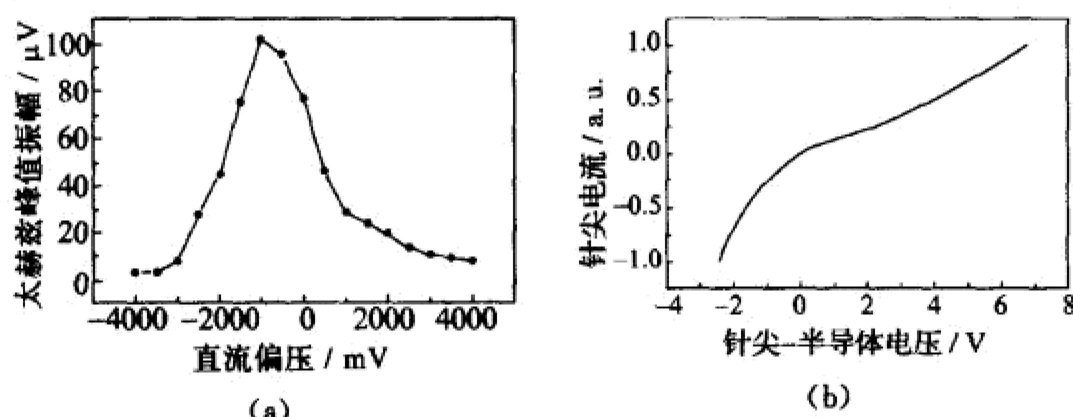


图 6-22　p 型砷化铟晶体与钨针尖发射太赫兹辐射的峰值振幅与直流偏压的关系(a)以及针尖和半导体之间的电流-电压关系(b)

6.5.2　局域的肖特基势垒

针尖与半导体表面的接触情况如图 6-23 所示，其接触点形成的肖特基势垒可以近似认为是以接触点为球心的半球形区域. 在以下四条假设成立的情况下，可以计算肖特基势垒的性质：(1) 针尖周围的耗散区域是一个以接触点为球心、半径为 R 的半球；(2) 耗散区域中的所有自由载流子都被清除，因此其电荷密度为掺杂密度 N_D；(3) 在针尖下方存在一个半径 r_0 的半球，其中携带与耗散区域等量但电性相反的电荷；(4) 在耗散区域中电场 E 的角

分布是各向同性的. r_0 是针尖与半导体接触点的半径,称为针尖的有效半径. 由于接触面是平面,所以 r_0 可以远远小于针尖的半径. 当针尖半径是 10 nm 时,r_0 可以在 1 nm.

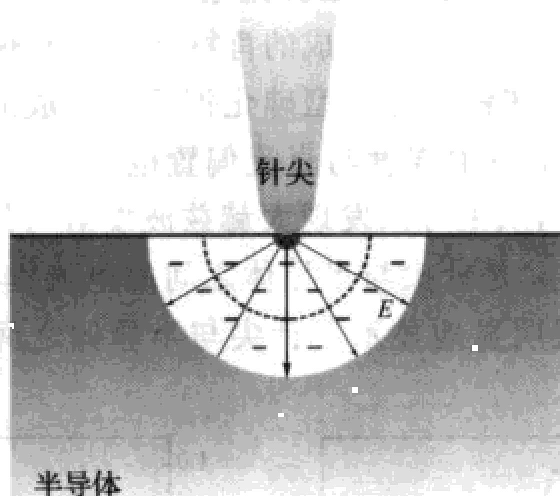


图 6-23 针尖与半导体表面接触产生的肖特基结

在这种情况下,可以将耗散区域的电场表示为

$$E=\frac{N_D q(R^3-r^3)}{3\varepsilon_s r^2}, \tag{6.17}$$

其中 q 表示电子电荷,r 是空间点到球心的距离,ε_s 是半导体的介电常数. 耗散区中的电势是其电场的径向积分,因此通过肖特基势垒的电势差可以获得耗散区域的半径

$$R=\sqrt[3]{\frac{3\varepsilon_s r_0 U}{N_D q}} \tag{6.18}$$

正比于势垒高度的立方根 $U^{1/3}$. 对于有效半径为 1 μm 的金属针尖与砷化铟晶体接触的情况,$R\approx 30$ μm. 耗散区域中各点的电势可以表示为

$$U=-\frac{N_D q}{3\varepsilon_s}\left(\frac{R^3}{r_0}-\frac{R^3}{r}-\frac{r^2}{2}+\frac{r_0^2}{2}\right). \tag{6.19}$$

图 6-24 分别表示了耗散区域中电场和电势随 r 的变化. 可见,主要的电场和电势变化是集中在与 r_0 相当的范围内,这就使得太

赫兹波的发射局域在一个非常小的区域中. 当该半导体是待测样品时，利用局域的太赫兹发射可以获得小于针尖半径的空间分辨率.

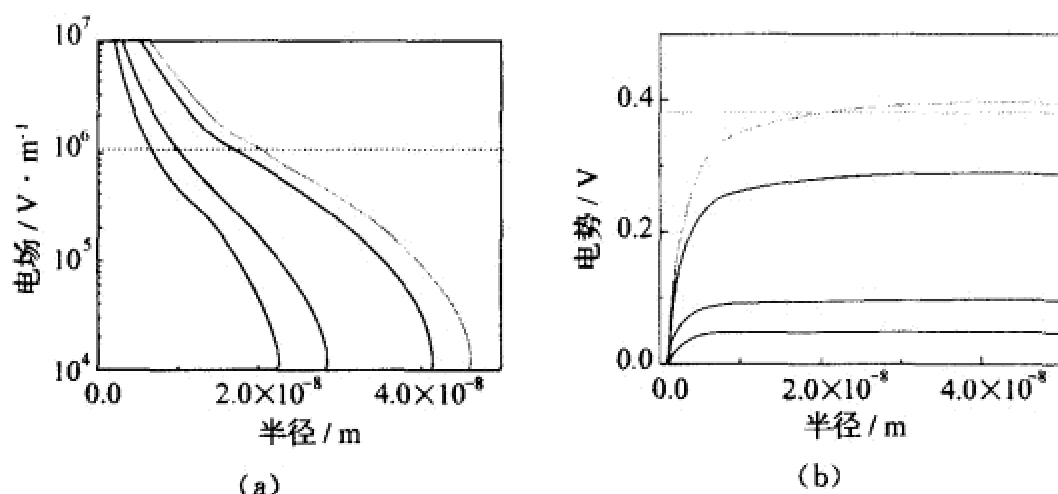


图 6-24　肖特基结中电场(a)和电势(b)随半径（场点与接触点之间距离）的变化

6.5.3　太赫兹波发射显微技术

太赫兹波发射显微技术的装置如图 6-25 所示[9]. 飞秒激光以一定的入射角聚焦在半导体样品上. 入射角的选取主要考虑到有利于激光的输入以及所发射的太赫兹辐射的收集. 由于成像的分辨率并非由焦斑限制，因此激光的焦斑直径可以是 100 μm 数量级. 由压电晶体控制的扫描隧道显微镜(scanning tunnel microscope, STM)针尖(直径约为 10 nm)垂直于半导体表面，并可以在小于 1 nm 的精度内进行三维运动. 针尖与半导体表面接触点位于光斑的中心，在针尖与半导体之间施加直流和交流的偏置电场. 在压电晶体驱动针尖向半导体表面运动的过程中，通过观测针尖与半导体之间的电流来确定针尖到半导体表面的距离. 当针尖远离样品表面(大于 1 nm)时，针尖与样品之间形成电容，可以通过交流电流. 当针尖距离样品小于 1 nm 时，可以观测到隧道电流. 如果针尖继续趋近半导体表面，最终发生真实接触，则可以观测到两者之

间的接触电流.在以上三种情况下针尖和半导体组成的偶极天线都会发射太赫兹辐射.当针尖在半导体表面扫描时,即可通过发射太赫兹辐射的变化获得半导体中微结构的分布.

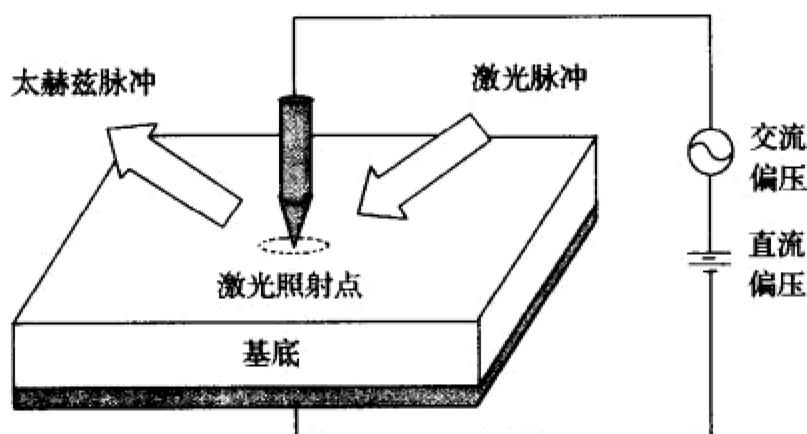


图 6-25 太赫兹波发射近场显微技术的示意图

图 6-26 中显示了利用上述太赫兹波发射近场显微技术对砷化铟-金界面进行一维扫描获得的太赫兹电场的变化.实验中的样品选取砷化铟体材料,表面蒸镀 20 nm 厚的金膜.当针尖与砷化铟和金分别接触时,实验中观察到由针尖发射的太赫兹脉冲会有所不同.在针尖沿垂直于金膜和裸露的砷化铟表面界线方向扫描时,可见在跨过界线时,太赫兹脉冲的峰值电场在 1 nm 之间发生了阶跃

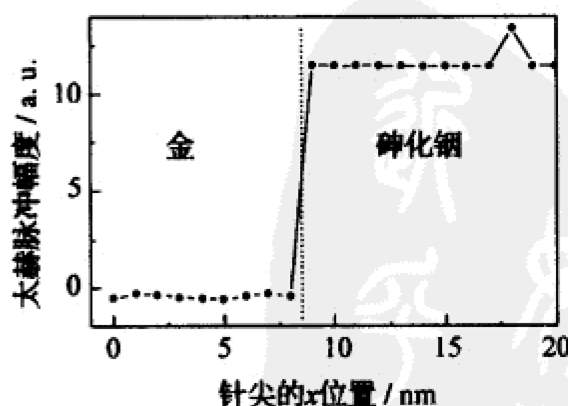


图 6-26 利用太赫兹发射近场显微镜对金-砷化铟边界扫描获得的太赫兹脉冲峰值电场的变化

变化.这证明了太赫兹波发射显微技术可以实现小于 1 nm 的横向空间分辨率.太赫兹波发射近场显微技术不但可以用于对半导体器件进行成像,还可以用于研究其他可以通过光生自由载流子加速过程发射太赫兹辐射的材料,比如超导体、化学溶液甚至蛋白质等.

表 6-1 给出了对各种太赫兹近场显微技术的比较.

表 6-1 太赫兹近场显微技术的比较

太赫兹波近场成像技术	获得空间分辨率的方法	空间分辨率	备注
光学动态孔径近场成像	亚波长孔径透过	14 μm	孔径大小可调
金属针孔限制的近场成像	亚波长孔径透过	7 μm	
局域太赫兹反射源或探测器	局域发射源或探测器	20 μm	可实现二维成像
针尖散射式无孔径近场成像	亚波长针尖散射	~10 μm	
针尖吸收式无孔径近场成像	亚波长针尖吸收	<150 nm	探测针尖与样品之间的电学性质
针尖发射式无孔径近场成像	针尖造成局域发射源	<1 nm	样品须为太赫兹发射源

参考文献

[1] Born M, Wolf E. Principles of optics. London: Pergamon, 1964.

[2] Levine H, Schwinger J. On the theory of diffraction by an aperture in an infinite plane screen. Phys. Rev., 1948, 74: 958.

[3] Chen Q, Jiang Z, Xu G X, et al. Near field THz imagin with dynamic aperture. Opt. Lett., 2000, 25: 1122.

[4] Mitrofanov O, Harel R, Lee M, et al. Study of single-cycle pulse propagation inside a terahertz near-field probe. Appl. Phys. Lett.,

2001, 78: 252.

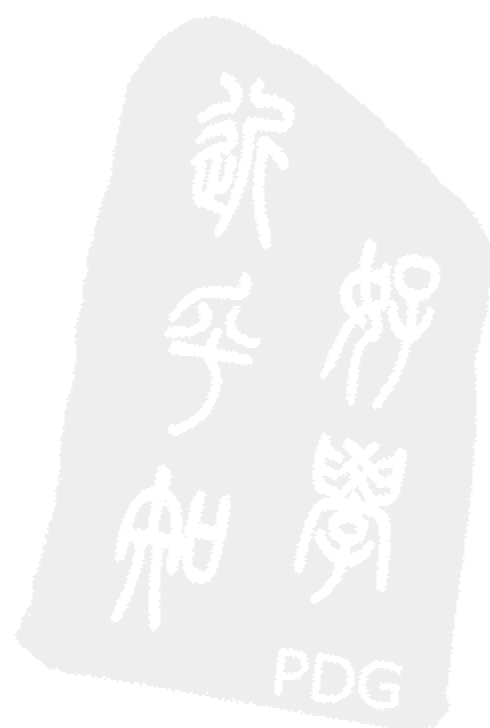
[5] Xu J, Zhang X C. Optical rectification in an area with a diameter comparable to or smaller than the center wavelength of terahertz radiation. Opt. Lett., 2002, 27: 1067.

[6] Knoll B, Keilmann F. Enhanced dielectric contrast in scattering-type scanning near-field optical microscopy. Opt. Commun., 2000, 182: 321.

[7] Wang K, Mittleman D, Valk N, et al. Antenna effects in terahertz apertureless near-field optical microscopy. Appl. Phys. Lett., 2004, 85: 2715.

[8] Chen H T, Kratz S, Kersting R, et al. Identification of a resonant imaging process in apertureless near-field microscopy. Phys. Rev. Lett., 2004, 93: 267401.

[9] Yuan T, Park H, Xu J, et al. THz wave near-field emission microscope. // Kobayashi T, Okada T, Kobayashi T, et al. Ultrafast phenomena XIV. Springer Series in Chemical Physics 79. Berlin, Heidelberg: Springer, 2005: 759.



第七章　太赫兹波无损探伤技术

§7.1　太赫兹波对物体的穿透性

7.1.1　物体对电磁波传播的阻碍

电磁波与物质的相互作用可以通过麦克斯韦方程来严格描述.然而,在多数的情况下,可以将电磁波在物质中的穿透用平面单色波近似处理.单色平面电磁波穿过物体后的电场可以表示为

$$E = E_0\tilde{t}_1\tilde{t}_2\exp(-\mathrm{i}\tilde{n}l), \tag{7.1}$$

其中 E_0 是电磁波经过物体之前的电场,$\tilde{n}=\sqrt{\tilde{\varepsilon}}$是物质的复折射率,$\tilde{t}_1$ 和 $\tilde{t}_2$ 分别是在物体两个界面的透射率,它们满足菲涅耳定律:

$$\begin{cases} t_{/\!/} = \dfrac{2n_1\cos\theta_\mathrm{i}}{n_2\cos\theta_\mathrm{i} + n_1\cos\theta_\mathrm{t}}, \\ t_{\perp} = \dfrac{2n_1\cos\theta_\mathrm{i}}{n_1\cos\theta_\mathrm{i} + n_2\cos\theta_\mathrm{t}}. \end{cases} \tag{7.2}$$

$t_{/\!/}$ 和 $t_{\perp}$ 分别代表物体界面对 p 偏振和 s 偏振电磁波的透射率,θ_i 和 θ_t 分别代表入射角和透射角,n_1 是入射光一侧媒质的折射率,n_2 是透射光一侧媒质的折射率.通过式(7.1)可以看到,物质对电磁波传播的阻挡主要有物体界面的反射、物质的吸收和物体中微小结构的散射三种形式.

对于折射率大的物质来讲,电磁波在物体表面的反射率高,则其透过界面进入物体内部的比率非常小.一个通过界面反射阻挡电磁波传播的比较典型的例子是金属.由于金属具有极高的介电常数,因此电磁波在其表面几乎全部反射.对于大多数电磁辐射,

金属都是不透明的. 吸收使得电磁波在物体内的传播过程中不断将其所携带的能量由电磁波的形式转移为物质内部的电磁能. 因此,电磁波在物体内部传播的距离受到限制. 物质的吸收率是由物质的能级结构和电磁波的光子能量之间的关系决定的. 由于吸收导致不透明的典型例子是半导体. 当电磁辐射的光子能量高于半导体禁带能量时,半导体对光子具有强烈的吸收,并使得该电磁波在半导体材料中只有极短的穿透深度. 物质对电磁波的散射使得电磁波在物质中的实际传播距离远远大于其进入物体的深度. 因此,即使物质对电磁波的吸收率很低,电磁波在其中传播也可以产生极大的损耗. 我们所见的大多数不透明物体(比如砂石)实际上是因为散射而导致不透光的. 物体结构对电磁波的散射可以近似地由米氏散射理论来描述. 它的一个基本推论是,当物体结构的尺寸与电磁波波长相当时,物体表现出最强烈的散射效应.

太赫兹波的典型波长是 300 μm,由图 1-5 可知,其波长远大于尘埃等微小结构的尺寸. 因此太赫兹波在多数物体中的散射远小于可见光和近中红外光. 同时,太赫兹波的光子能量低于大多数化学键的键能. 所以,太赫兹辐射在多数介电物质中都是透明的. 另外,由于频率高于一般广泛用于无损探伤的微波, 太赫兹波无损探伤技术的空间分辨率要高于利用微波的相应技术. 这是太赫兹波被用来进行无损探伤的基本条件.

7.1.2 常见物质的太赫兹透射谱

太赫兹波对物质的穿透性质可以通过太赫兹时域光谱来测量. 图 7-1 分别显示了太赫兹脉冲透过石料、木材、其他建筑材料以及包装材料后时域波形的变化. 可见,在通过 1 cm 厚度的上述物质后,太赫兹脉冲的时域波形仍然能够被清晰地探测. 这些材料损耗率的频率响应可以通过对其中透射的太赫兹脉冲时域波形进行傅里叶变换而得到. 常用的建筑和包装材料的太赫兹透射光谱表现

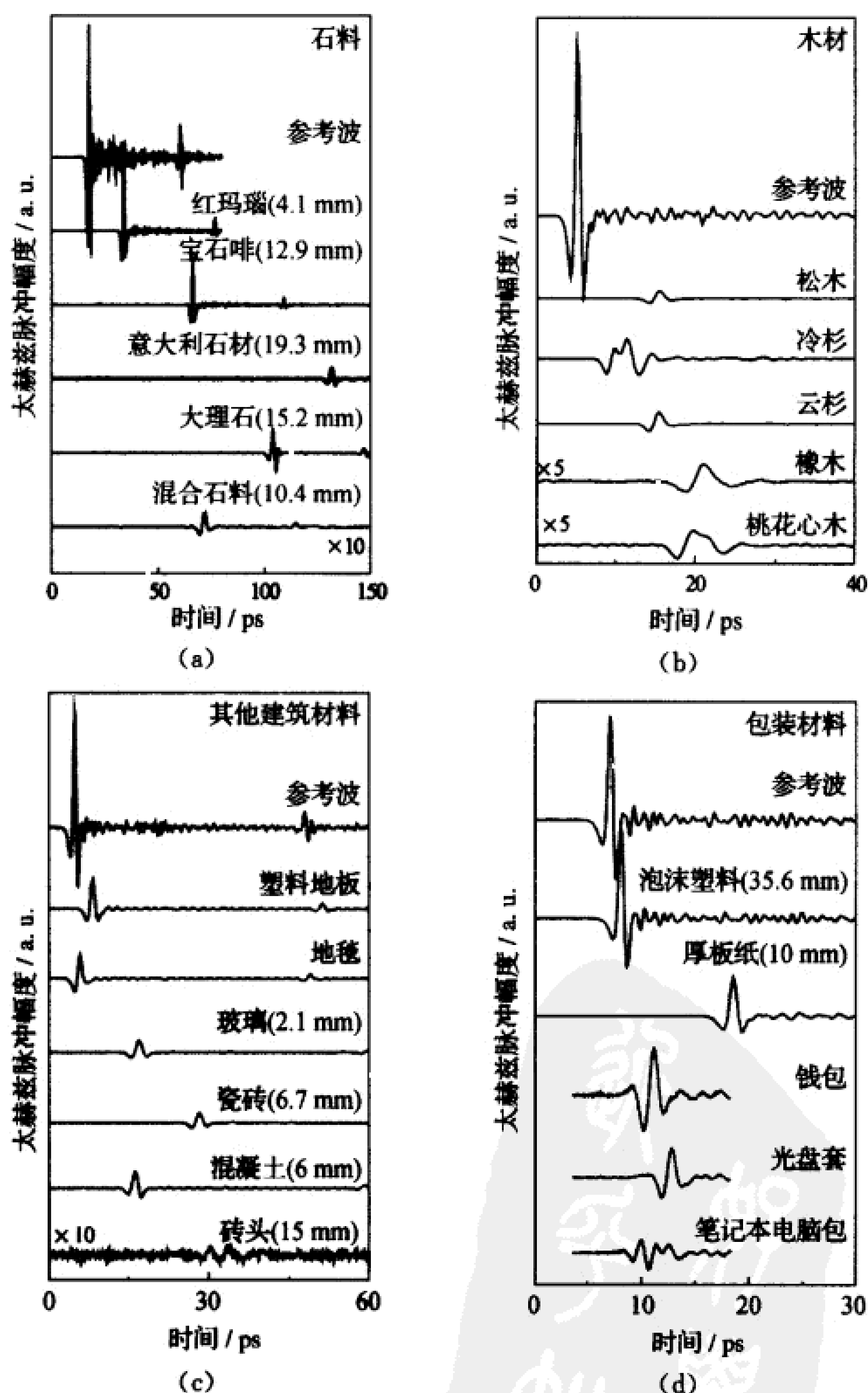


图 7-1　太赫兹脉冲在穿透各种建筑和包装材料之后的时间波形的变化

在图 7-2 中. 由图可见, 各种物质对太赫兹波的损耗率都是随频率而提高的, 这表明, 在这些物体中散射对太赫兹波的损耗起主要作用. 另外, 这些材料对太赫兹波透射的损耗率都在 cm^{-1} 数量级. 因此, 可以利用太赫兹辐射对这些材料构成的物体(比如建筑等)进行无损探伤.

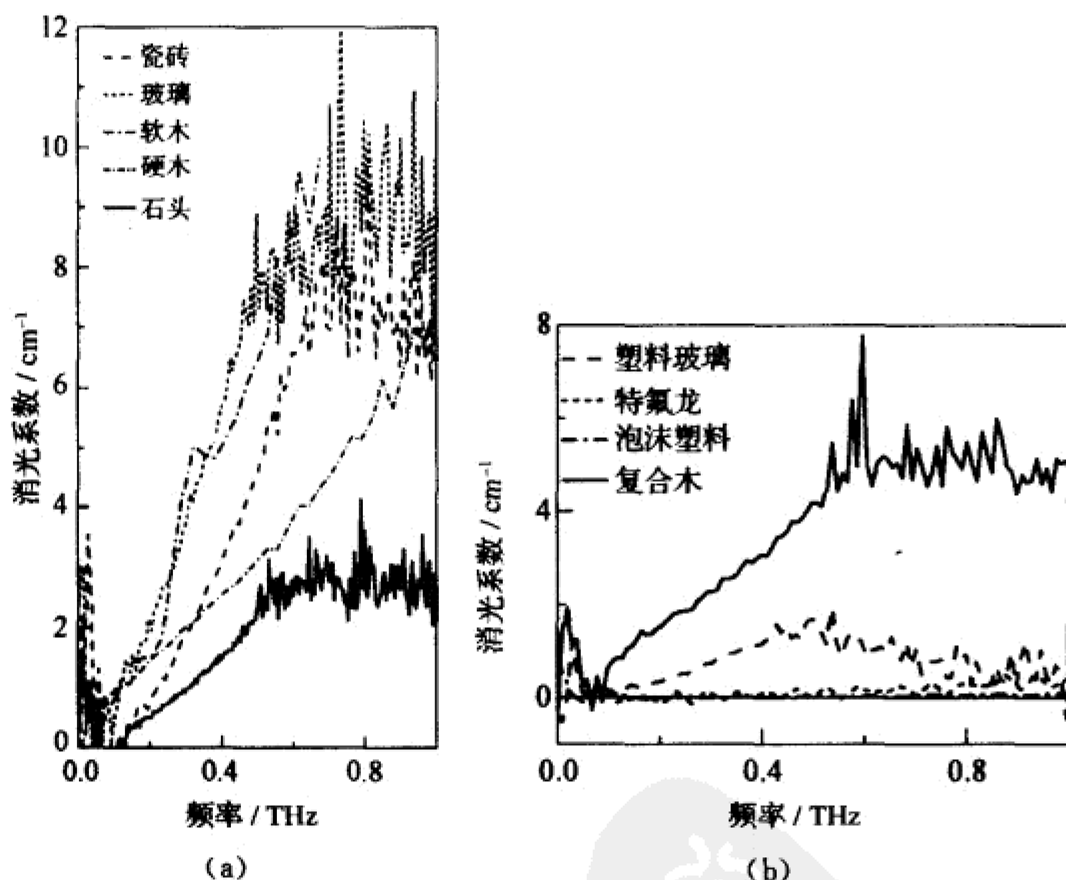


图 7-2 各种建筑材料(a)和包装材料(b)的太赫兹波透射光谱

与无损探伤非常相似的另一项应用是无接触的安全检查. 随着人们对公共安全日益关注, 安全检查越来越受到重视. X 射线从理论上来讲可以检测个人所携带的物品, 然而, 由于照射 X 射线会对人体的健康造成影响, 很难将其应用到对旅客的普遍检查中. 另外, X 射线没有光谱分辨的特性, 因此无法通过光谱识别被检测物体. 太赫兹波成像, 由于其载波具有安全性和光谱分辨特性, 可以作为对 X 射线成像的补充技术应用于无接触的安全检查. 图 7-3

是太赫兹脉冲通过不同衣物和其他日用品后时域波形的变化.可见,太赫兹辐射对于大多数衣物都是透明的,因此可以被用来检查隐藏在衣物下面的物体.在一般的情况下,电磁辐射对物质的穿透深度定义为其损耗率的倒数.然而,对于衣物等物体,是很难严格地按照上述定义来描述的.因此,可以采取一种实用化的定义,即将太赫兹辐射对衣物的穿透深度定义为透过的太赫兹脉冲仍然可以被系统检测时衣物的最多层数.这里以太赫兹系统的测量动态范围是 10^5 为标准.图 7-4(a)和(b)分别给出了太赫兹脉冲对于衣物和包装材料的穿透本领.表 7-1(a)和(b)分别总结了太赫兹辐射对于均匀物质和层状物体的透过率.

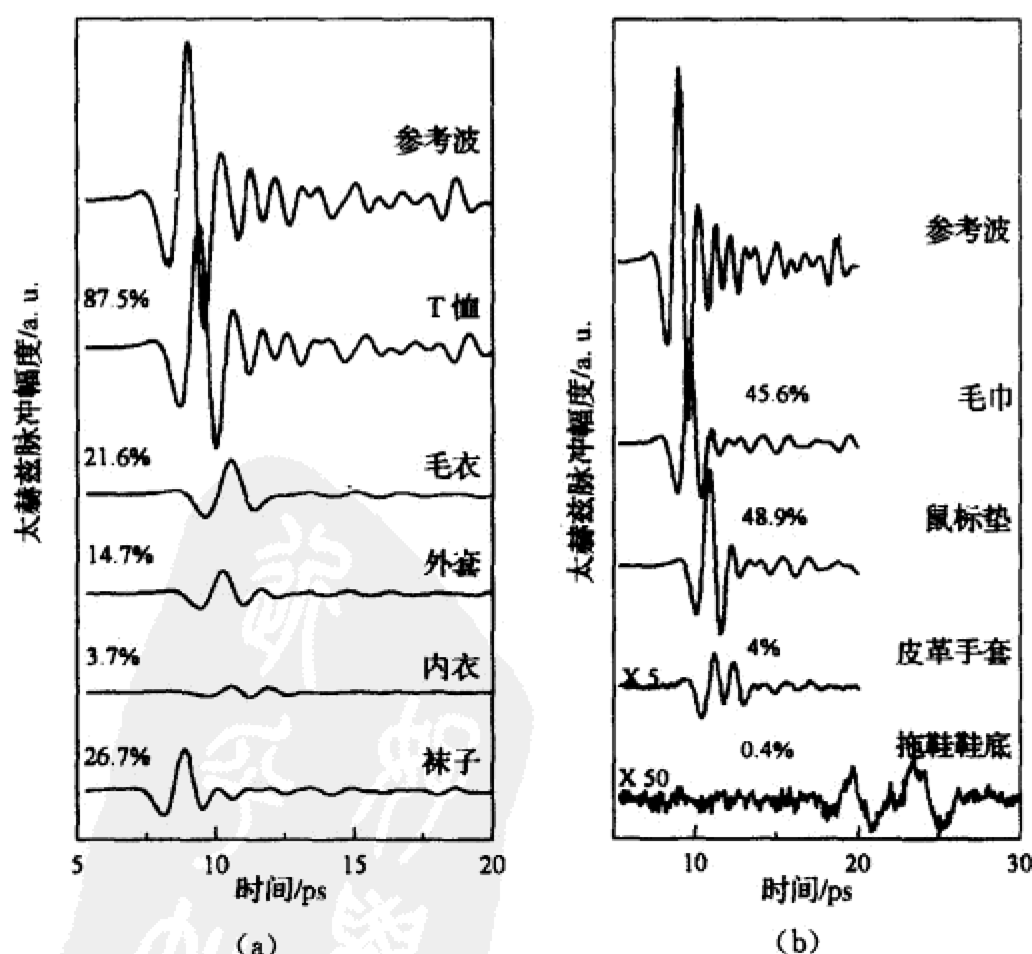


图 7-3　太赫兹脉冲在穿透衣物和其他日用品后的时间波形的变化

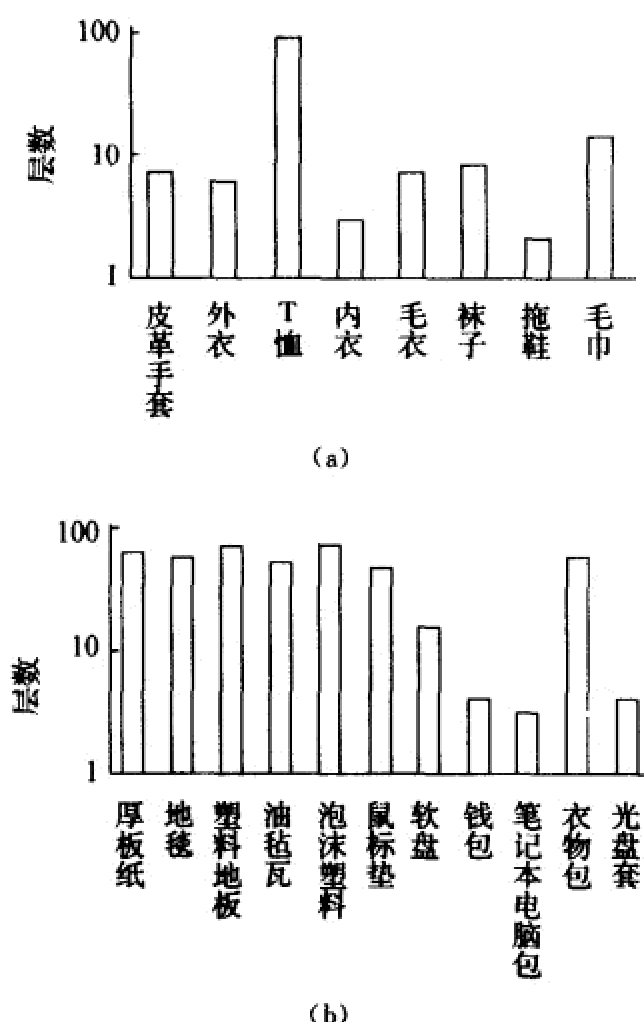


图 7-4 脉冲太赫兹辐射对衣物(a)和其他层状材料(b)的穿透本领

表 7-1 不同物体的太赫兹波透过率

(a)均匀物质的太赫兹波透过率

材 料	透过率/cm^{-1} (0.5 THz)	透过率/cm^{-1} (1 THz)	n	D/cm
有机玻璃	1.6	3.8	1.3	11.3
聚乙烯泡沫	<0.02	<0.04	1.004	288
玻璃	7	～8	1.8	1.3
石英	1.9	3.5	1.5	3.6
陶器	6.3	～	1.5	3.5
瓦片	4.5	～7	1.6	3.5
石头	2.5～5.8	4.6～8.5	1.6	6.1

（续表）

材　料	透过率（0.5 THz）/cm^{-1}	透过率（1 THz）/cm^{-1}	n	D/cm
木头	2.6～6.2	＞3.5	1.1	2.9～5
砖头	4.5	～8	1.4	2.6
混凝土	4.7	9	1.2	3
水	150	220	2.2	0.057
三氯甲烷	17	16	1.52	1.8
甲苯	1	3	1.51	4.2
油	3.7	9	1.42	2

(b)层状材料的太赫兹波透过率

材　料	描　述	透过率/(%)	透过的层数	透过率/(%)(1 THz)	透过率/(%)(0.5 THz)
皮革手套	2层(1mm/层)	4	7	2.8	3.2
外衣	1层(5 mm/层)	14.7	6	3.8	22.8
T恤	1层(0.5 mm/层)	87.5	86	70.6	87.4
羽绒服	1层(20 m/层)	3.7	3	1	5.7
毛衣	1层(2 mm/层)	21.6	7	1.9	40.8
袜子	2层(2 mm/层)	26.7	8	13.2	35.5
拖鞋	鞋底(15 mm/层)	0.4	2	0.1	0.04
毛巾	纯棉(1.5 mm/层)	45.6	14	19.8	65.9
钱包	空的	9	4	0.6	18.3
笔记本电脑包	整包	3	3	0.8	4.1
布包	2层	68.7	60	79.2	64.6
光盘套	空的	5.6	4	0.7	10
线板	2.1 mm	62.5	24	9.2	53.7
地毯	3 mm	56.7	20	0.3	35.5
塑料地板	2.5 mm	70.3	32	11.6	52.6
油毡瓦	0.6 mm	52	17	1.4	35
泡沫塑料	4层	68.8	32	49.8	81.9
鼠标垫	3 mm	48.9	16	18.9	74.7
软盘	—	15.4	6	20	9.6

7.1.3 太赫兹波穿透的限制

7.1.2小节的讨论表明太赫兹辐射对于多数介电物质是透明的，因此太赫兹波成像技术可以应用于无损探伤和安全检查等方面．然而，我们也必须了解太赫兹波穿透物体的一些限制．首先，太赫兹辐射不能穿透导体．这是因为当自由载流子的等离子体振荡频率高于太赫兹频率时，该物质对于太赫兹辐射表现出高反射和高损耗．其次，由于极性液体中分子的转动和整体振动对太赫兹波有强烈的吸收，太赫兹辐射对极性液体的穿透率很低．比如，太赫兹波在液态水中的透射深度只有100 μm数量级．再次，晶体的声子振荡能级位于太赫兹波段，因此它们对于太赫兹波在某些特定的波段存在强烈的共振吸收．在探测这些晶体时，需采用远离其声子振荡频率的太赫兹波．使用太赫兹波成像进行无损探伤或安全检查时，必须避免上述物质的影响．

§7.2 脉冲太赫兹波成像检查泡沫材料中的缺陷

7.2.1 应用背景

2003年2月1日是人类航天史上一个灾难性的日子．在这一天，美国的“哥伦比亚号”航天飞机结束了半个月的旅程返回地球．然而，就在降落之前16 min，航天飞机在空中解体，7名宇航员失去了生命．航天飞机解体的原因是由于航天飞机机翼上的隔热瓦损坏，以至于机翼被航天飞机高速穿过大气的过程中所产生的炙热气流所融化．灾难虽然发生在航天飞机返回的过程中，却形成于飞船刚刚发射的时候．在航天飞机发射的过程中，位于地面的几个监视器都记录了航天飞机外挂燃料箱上的隔热泡沫块脱落并撞击到航天飞机机翼的过程．这被认为是导致航天飞机机翼的隔热瓦损伤的最可能的原因．在飞机失事之后，地面的实验证实了泡沫材料

的高速撞击,甚至可以击穿铝板.

外挂燃料箱上的隔热泡沫材料之所以会脱落,最可能的原因是在该隔热材料中存在空洞或分层等缺陷. 当航天飞机发射时,燃料箱外的高速气流导致的内外压力差使得泡沫从缺陷处爆炸,从而使泡沫材料从壳体上脱落下来. 因此,检查泡沫材料中的缺陷对航天飞机的安全飞行意义重大. 该泡沫材料是由聚氨酯泡沫喷涂到外挂燃料箱的铝制壳体上而形成的. 由于聚氨酯泡沫对可见光是不透明的,因此无法通过视觉检查来看到其中的缺陷,必须采用无损探伤技术来探测. 美国宇航局和外挂燃料箱的生产厂家 Lockheed Martin 公司尝试了多种无损探伤技术. 结果,太赫兹波无损探伤技术属于最有效的两项技术之一;另一项技术是 X 射线背散射技术.

7.2.2 太赫兹波在泡沫材料中的传播

载波进行有效的无损探伤,需要满足以下两个条件: 其一,媒质对载波的损耗率必须比较低. 这样,载波才可以透过媒质看到其内部的结构. 其二,媒质对载波必须具有一定的损耗. 这样,其中的结构才能够对载波进行足够的调制,其像才能具有足够的对比度. 太赫兹波成像可以对泡沫材料进行无损探伤,首先是由于太赫兹辐射在泡沫材料中具有良好的穿透性. 其次,泡沫材料在太赫兹波段具有非常低的折射率,这可以显著降低由于泡沫材料对太赫兹波束的散射和折射对探测造成的影响. 图 7-5 给出了聚氨酯泡沫材料的太赫兹时域光谱. 1 THz 频率的电磁波在聚氨酯泡沫中的耗散率只有 0.4 cm^{-1},这使得一个具有 50 dB 动态范围的探测系统可以检测穿透 28.8 cm 厚泡沫材料的太赫兹辐射. 低频的太赫兹波具有更好的穿透本领. 聚氨酯泡沫在太赫兹波段的折射率很低(只有 1.02),而且从低频直到 1.5 THz 的折射率变化非常小,几乎没有色散. 这使得太赫兹波成为探测聚氨酯泡沫内部信息的非常优秀的载波.

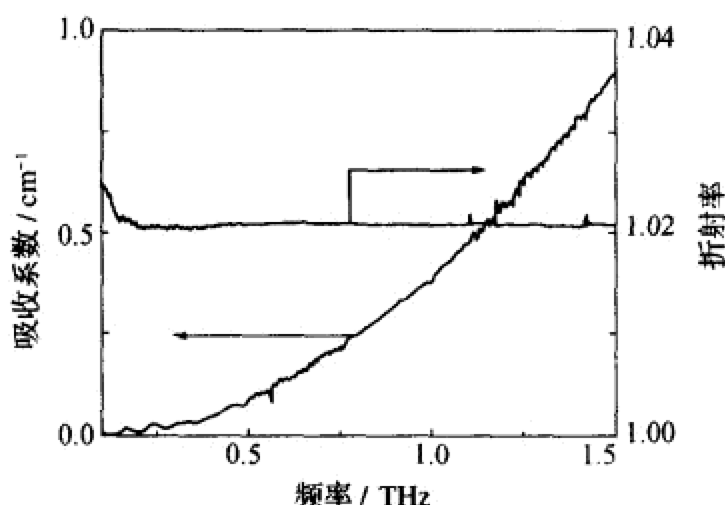


图 7-5 聚氨酯泡沫材料的太赫兹波透射光谱

7.2.3 缺陷的脉冲太赫兹像

对泡沫样品进行脉冲太赫兹成像的装置如图 7-6 所示. 由飞秒激光脉冲激发的太赫兹脉冲被长焦距离轴抛物面镜聚焦，以接近垂直的角度入射到泡沫样品中. 泡沫样品是喷涂在铝板上的聚氨酯泡沫组成的. 样品的大小从 1～4 $ft^2$① 不等. 喷涂的泡沫厚度在 1～9 in②之间. 在铝制底板上，还存在铝制拱起和铝条等强度增强结构. 在某些样品中，聚氨酯泡沫可能由几层所构成. 图 7-7 是一个泡沫样品的光学照片. 太赫兹脉冲聚焦在铝制底板上，并被铝板以与入射光路为小角度的方向反射出样品. 出射的太赫兹辐射被另一个离轴抛物面镜收集并聚焦在太赫兹探测晶体上，并且太赫兹脉冲的时域波形被记录下来.

在成像系统中使用的太赫兹脉冲，其脉宽为 0.1～2 THz. 通过泡沫样品后，由于泡沫材料对高频成分的耗散率较高，太赫兹脉冲所包含的频谱向低频移动. 如果在太赫兹波的光路中有缺陷存在，缺陷的散射将使太赫兹脉冲的波形发生扭曲. 在扫描样品的过程

① "ft^2"是"平方英尺"的符号：1 ft^2 = 0.092 903 04 m^2.

② "in"是"英寸"的符号：1 in = 25.4 mm.

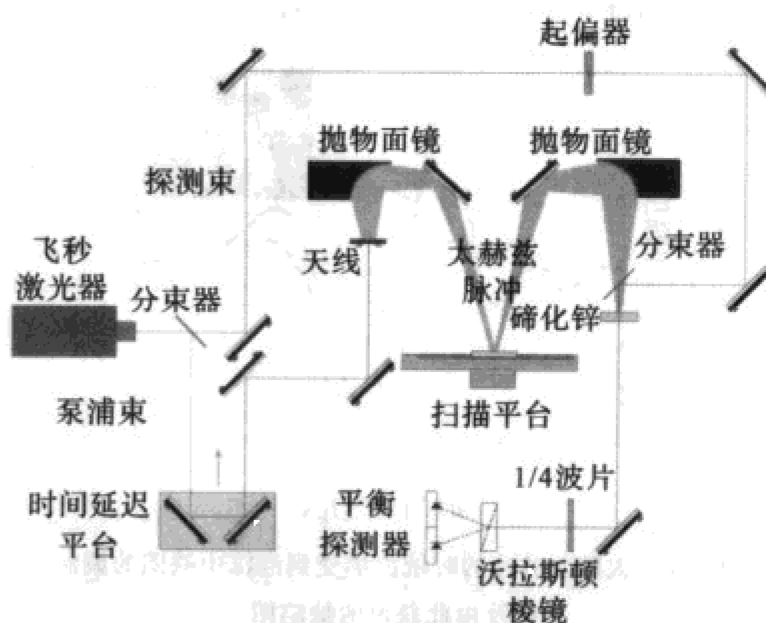


图 7-6　脉冲太赫兹波成像系统应用于泡沫样品无损探伤的系统结构图

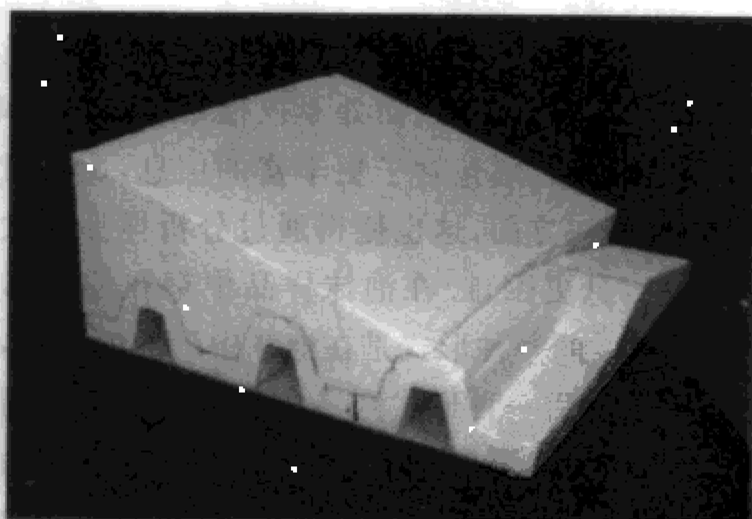


图 7-7　泡沫样品的光学照片

图中可见为加强而使用的铝制拱起(前面)和铝条(侧面)以及泡沫的层状结构.

中跟踪太赫兹脉冲波形的扭曲,将会记录下该样品中的缺陷.太赫兹脉冲的时域波形受到缺陷的影响表现在图 7-8 中.由于脉冲太赫兹波成像系统利用具有皮秒脉宽的太赫兹脉冲进行成像,因此可

以利用飞行时间成像的方式获得缺陷的深度信息.

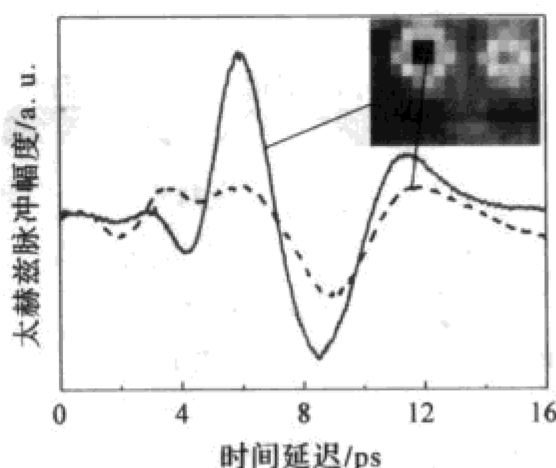


图 7-8　太赫兹脉冲的时域波形受到泡沫中缺陷的调制以及由此获得的缺陷图

7.2.4　对太赫兹波成像的分析

从图 7-8 中可以看到,在脉冲太赫兹波成像中被测量的物理量是整个太赫兹脉冲的时域波形,而并不仅仅是载波的功率.一个方面,太赫兹脉冲的时域波形包含了更丰富的信息,比如时间、强度、相位以至于频谱.另一方面,这也使得通过分析样品的太赫兹成像来取得所需要的信息更困难.在泡沫样品中存在的缺陷主要有空洞和分层两种形式:前一种形式是在泡沫中形成的气泡,其大小可以是 1/4～2 in 不等.后一种形式则是两层泡沫材料之间发生的脱胶.分层缺陷的横向大小可以是 1/2～2 in,而其厚度则在 1 mm 左右.由于缺陷的性质不同,太赫兹脉冲对于空洞和分层缺陷的响应会有所不同.以下将分别就空洞和分层缺陷来讨论对脉冲太赫兹波成像的分析.

在太赫兹脉冲通过空洞缺陷时,由于在太赫兹波光路中的泡沫材料少于无缺陷的区域,因此与无缺陷区域相比,太赫兹脉冲具有更低的损耗和更少的时间延迟.下式表示了经过无缺陷区域的太赫兹电场 E_f和经过空洞区域的太赫兹电场 E_v:

$$\begin{cases} E_r(t) = \int A(\omega)\exp\left\{-\mathrm{i}\phi_0(\omega) - \mathrm{i}\omega\left[\dfrac{t+2n(\omega)D}{c}\right] - 2\alpha(\omega)D\right\}\mathrm{d}\omega, \\ E_v(t) = \int A(\omega)\exp\left\{-\mathrm{i}\phi_0(\omega) - \mathrm{i}\omega\left(\dfrac{t+2D}{c}\right)\right\}\mathrm{d}\omega, \end{cases} \tag{7.3}$$

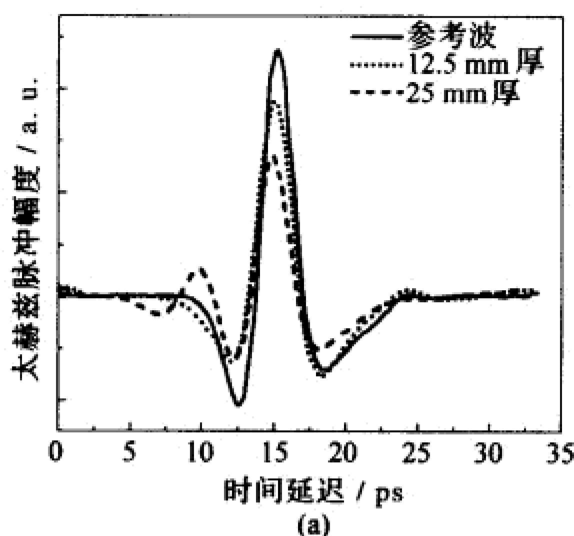
其中 $A(w)$是原始太赫兹波电场的振幅，ϕ_0 是初始相位，D 是空洞的厚度，n 和 α 分别表示泡沫材料的折射率和吸收率. 由于泡沫材料的折射率非常接近 1，因此在式(7.3)中没有考虑非涅耳损耗的影响. 当太赫兹光束通过空洞边缘时，部分太赫兹波通过空洞区域，而部分则不经过空洞区域. 此时，测量的太赫兹电场可以表示为

$$E_m(t) = (1-\gamma)E_r(t) + \gamma * E_v(t), \tag{7.4}$$

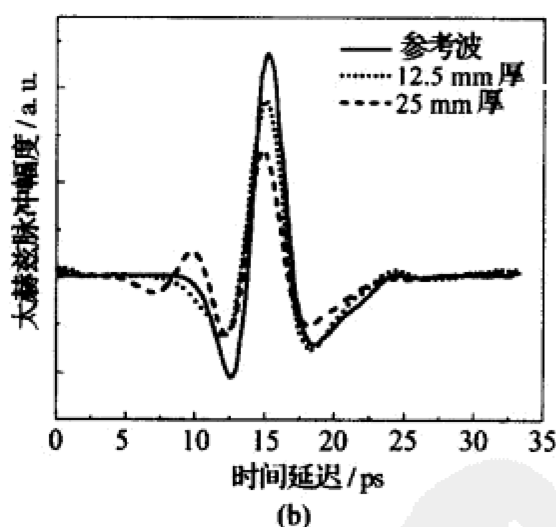
其中 γ 表示太赫兹光束通过空洞的比率. 可以看到，太赫兹脉冲的时域波形受到了空洞的扭曲. 图 7-9 对比了实验中太赫兹脉冲经过空洞缺陷后的时域波形以及由式(7.2)计算获得的时域波形. 其中对于 12.5，25 mm 厚的空洞缺陷，分别选取 $\gamma=10\%$ 和 $\gamma=20\%$.

最直接对空洞缺陷成像的方法是以太赫兹脉冲时间波形的峰值电场强度作为成像物理量，把它的二维分布表现出来. 由于空洞会改变太赫兹脉冲的透射率，因此空洞区域的太赫兹脉冲峰值电场将与无缺陷区域不同. 由图 7-8 可以发现，空洞缺陷对太赫兹脉冲时间波形的扭曲往往要比对太赫兹脉冲峰值电场的调制更明显. 所以，除了测量峰值电场，为了提高太赫兹成像的对比度，还可以使用峰值前面由于波形变化而引起侧峰电场的变化来表示空洞缺陷的位置. 如果泡沫样品较厚，那么经过反射后被探测的太赫兹脉冲电场被大大削弱. 此时，获得的太赫兹波形的测量信噪比将会降低，以至于测量的噪声水平等于甚至高于缺陷对太赫兹脉冲的调制. 在这种情况下，可以使用互相关的算法将噪声的影响降低. 互相关的算法可以表示如下：

$$r_d = \sum_i\left[(X_i - \bar{X})(Y_{i-d} - \bar{Y})\right] \Big/ \sqrt{\sum_i (X_i - \bar{X})^2}\sqrt{\sum_i (Y_{i-d} - \bar{Y})^2}, \tag{7.5}$$



(a)



(b)

图 7-9 实验测量(a)和计算获得(b)的太赫兹脉冲时域波形受到 25,12.5 mm 厚度空洞调制的变化

其中$\{X_i\}$(信号波)和$\{Y_i\}$(参考波)表示两个描述太赫兹脉冲时间波形的数列,$\overline{X}$ 和 $\overline{Y}$ 分别是$\{X_i\}$和$\{Y_i\}$数列的平均值. 由上式所得的结果,$\{r_d\}$也是一个与$\{X_i\}$和$\{Y_i\}$等长的一维数列,它是这两个数列的卷积. 如果选取无空穴区域的太赫兹脉冲时间波形作为参考波形 Y(可以对多点测得的太赫兹波形取平均,以获得

更高的信噪比)，则$\{r_d\}$可以反映信号波形 X 的基本特征，而降低测量噪声的影响. 另外一种抵消噪声影响的方法是直接对太赫兹时间波形的电场值的平方进行积分，这样就会得到太赫兹脉冲能量的二维分布. 图 7-10 显示了利用互相关算法处理太赫兹图像后获得的空洞缺陷的太赫兹波成像.

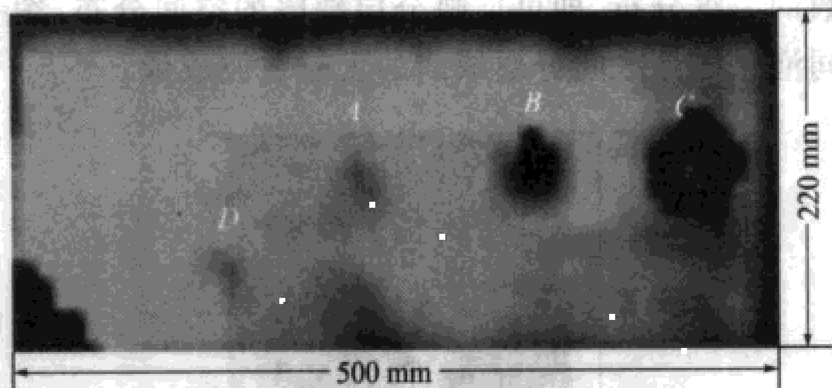


图 7-10　图 7-7 中所示泡沫样品中空洞缺陷的太赫兹波成像

A,B 和 C 分别是 12.5 mm×12.5 mm，25 mm×25 mm，37.5 mm×37.5 mm的空洞. D 是一个 50 mm×50 mm 的分层. 由于该分层的面积比较大，导致其分层的间隙较大，因此它可以在检测空洞的处理方法中显示出来.

对于分层缺陷而言，由于两层泡沫材料之间的空隙往往不足毫米，因此除了大的分层缺陷之外，一般不能由分辨空洞的方法显示出来. 分层缺陷会造成两侧泡沫由于应力而产生形变，这样会造成其密度与无缺陷范围有所不同，从而导致对太赫兹波形的微小调制. 另外，分层缺陷的两层界面往往较平，都可以反射太赫兹辐射. 当分层较大时，在太赫兹时域波形中可以发现两个相邻的太赫兹脉冲；而当分层较小时，两个相邻的太赫兹脉冲就会互相重叠而变成同一个脉冲，只不过脉冲形状受到了调制. 为了明显地反映太赫兹波形的调制可以采取与式(7.5)不同的互相关算法，得到信号波形与参考波形的相关系数：

$$r = \sum_i [(X_i - \overline{X})(Y_i - \overline{Y})] \Big/ \sqrt{\sum_i (X_i - \overline{X})^2} \sqrt{\sum_i (Y_i - \overline{Y})^2}. \quad (7.6)$$

与式(7.5)不同，这里的计算结果 r 并非一个数列，而是一个反映两个波形相似程度的数值．显示不同点的太赫兹波形与参考波形相关系数的二维分布，即可反映分层缺陷的空间分布．图 7-11 显示了不同泡沫样品之间分层缺陷的太赫兹波成像．

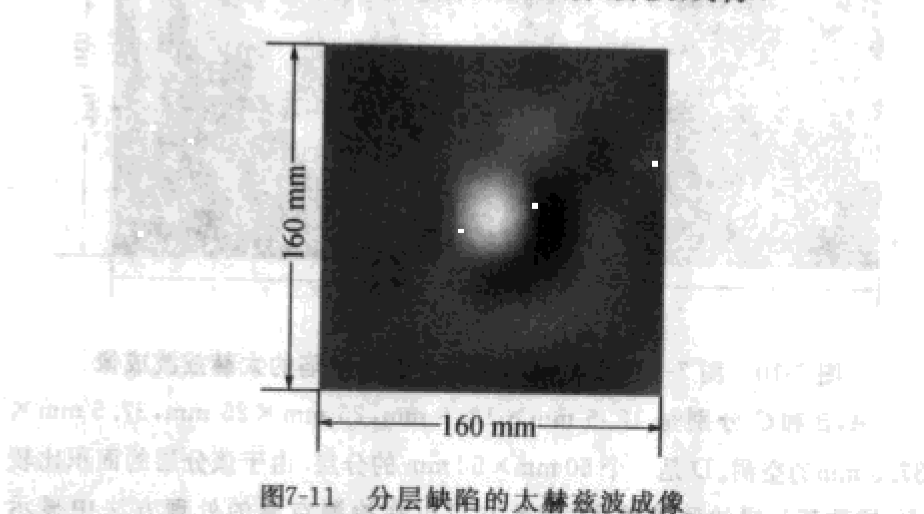


图7-11　分层缺陷的太赫兹波成像

在利用脉冲太赫兹波成像检测泡沫材料中缺陷的测试中，缺陷的检出率对于结构简单或较薄的泡沫样品可以达到接近 100%；对于具有复杂结构或泡沫较厚的样品也可以达到 86%．更为重要的是，在检验中没有误报的情况发生．美国宇航局已经决定在航天飞机发射之前使用太赫兹波成像技术，对其外挂燃料箱的关键部位进行质量监控．

7.2.5　便携式的太赫兹波成像装置

太赫兹波成像技术成功地显示了对泡沫材料进行无损探伤的本领．然而，脉冲太赫兹波成像系统需要使用飞秒激光器作为激发光源．尽管在固体飞秒激光器中固体泵源已经取代了气体激光泵源，极大地减小了体积和功耗，固体飞秒激光器仍然还是桌面仪器

的尺寸，尚不能做到真正的便携尺寸. 而且，在工作过程中，一般需要使用冷却水制冷. 因此，太赫兹波成像系统仍然体积庞大，主要适用于实验室，而很难满足现场工作的要求. 发展便携式的太赫兹波成像系统对于实际的应用非常重要. 光纤激光器使用半导体激光器作为泵源，以光纤作为激光媒质，因此其体积可以非常小，而且电光能量效率非常高. 现在，光纤飞秒激光器的平均输出功率可以达到 70 W.

利用小型化的光纤飞秒激光器以及小型的光学、机械元件，可以建造便携式的太赫兹波成像系统. 图 7-12 是一个便携式太赫兹波成像系统的照片. 该系统只有一个手提箱大小，重量低于 10 kg. 与图 7-6 中所显示的成像方式不同，该便携式太赫兹波成像系统可以被一台 XY 扫描平台所支持，对固定的样品进行扫描. 由于不需要扫描样品，利用便携式的太赫兹成像系统可以实现现场工作的应用.

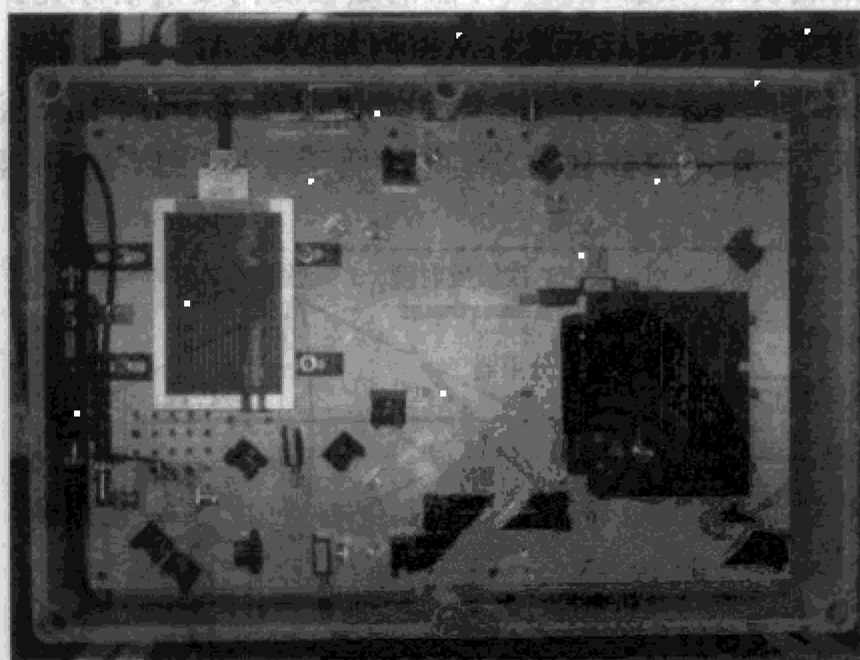


图 7-12　便携式脉冲太赫兹波成像系统的照片

§7.3 连续波太赫兹检测技术

7.3.1 不同频率的连续波太赫兹像

使用脉冲的太赫兹波成像技术,可以成功地检验泡沫样品中的缺陷.虽然脉冲太赫兹技术可以提供多方面的信息,然而脉冲太赫兹波成像除了空间扫描之外,还需要在时域进行扫描.时域的扫描不但使得太赫兹波成像耗时更多,而且其时间延迟扫描的范围还限制了测量泡沫样品的深度变化范围.因此,在无需深度和频谱信息的情况下,采用连续太赫兹波成像技术,可以提高太赫兹波成像的速度并降低成像系统的复杂程度.图 7-13 是连续太赫兹波成像系统的装置图,其中的太赫兹波源是耿氏振荡器和倍频器.太赫兹波经过聚乙烯透镜聚焦后垂直入射到泡沫样品中,其聚焦点位于样品的底板处.太赫兹波被样品的底板反向反射沿原光路返回,经高阻硅分束片反射后由肖特基探测器探测.图 7-14(a)是一个连续太赫兹波成像系统的照片.该系统使用 0.2 THz 的电磁波作为成像载波,只有一个鞋盒大小,重量低于 5 kg.图7-14(b)显示了

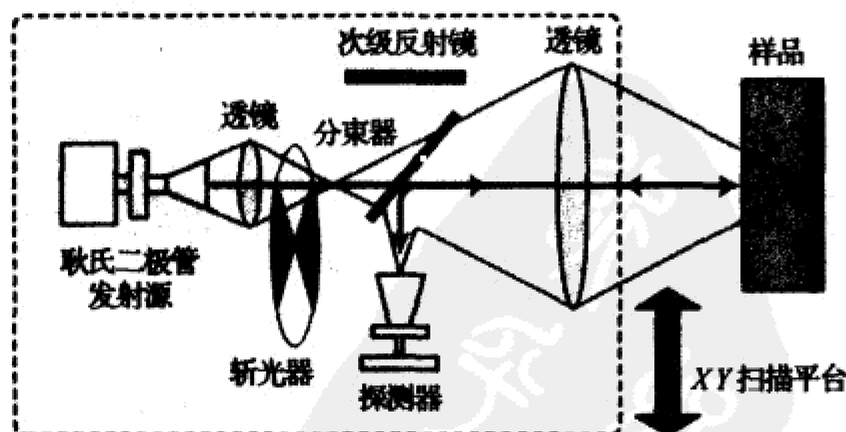
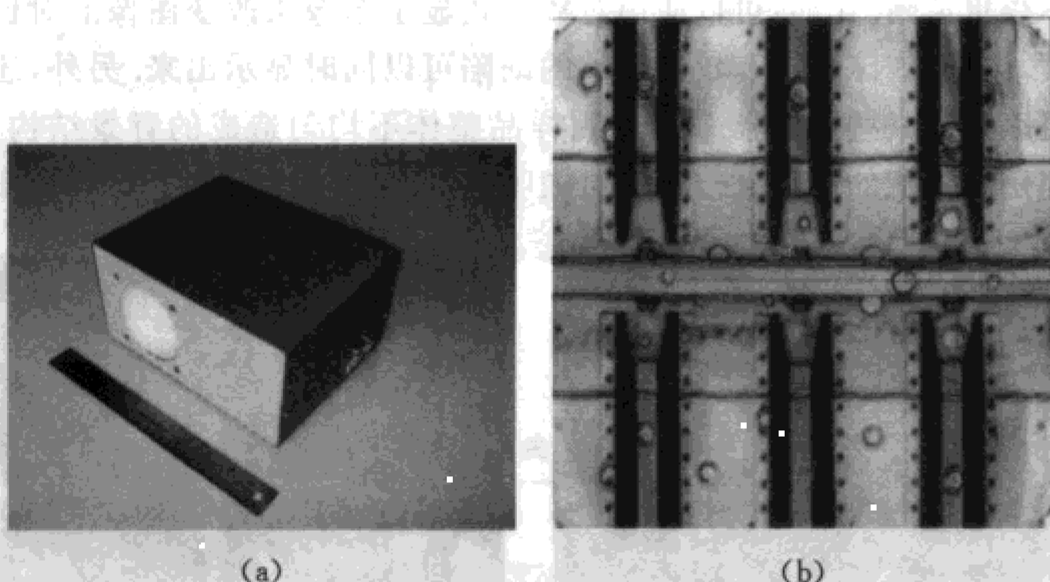


图 7-13 连续太赫兹波成像系统的装置图

利用该太赫兹波成像系统检测一个含有缺陷的泡沫样品获得的

透视像.由图中可以清晰地看到,该泡沫样品的底板上装有两片铝条和六个铝制拱起,用来固定铝条和拱起的螺钉也历历在目,分布于不同位置的圆形预制缺陷也可被显示出来.



(a)　(b)

图 7-14　小型化的连续太赫兹波成像系统的照片(a)以及利用该太赫兹波成像系统检测泡沫样品获得的透视像(b)
图中空心圆环表示泡沫中的空洞缺陷,黑色圆点显示了固定铝制结构的螺钉.

由图 7-5 中泡沫材料的太赫兹光谱可知,低频的太赫兹辐射在泡沫样品中具有更大的穿透性;然而,高频的载波则可以提供更高的空间分辨率和更高的成像对比度.图 7-15(a)和(b)对比了同一块泡沫样品在 0.2,0.38 THz 的成像.可以看到,利用0.38 THz 的载波可以获得比 0.2 THz 载波更清晰的结构分辨率.另外,如果使用相同的空间分辨率,高频的载波可以获得更长的焦深.这样,成像分辨率受到缺陷深度的影响较小.但是,由于高频载波在泡沫中的穿透深度较低,而且 0.38 THz 波的光源要远远弱于 0.2 THz 波,探测器的灵敏度也要低得多,因此成像的动态范围比较低.在选择所使用太赫兹波源时,需要考虑感兴趣的最小缺陷尺度、泡沫的厚度以及成像系统的测量动态范围.

由于连续太赫兹波成像系统直接测量经过样品(透射或反射)

的太赫兹波的光强，因此测得的信号几乎不需要进行任何后期处理，就可以直接显示在计算机屏幕上，这对实时监控非常有利. 当然，一些简单的图像处理技术总是可以帮助使缺陷的太赫兹像显示得更清晰. 比如，可以使用对数模式显示图像来改变图像的对比度. 这样，泡沫较厚和较薄区域的缺陷可以同时显示出来. 另外，还可以使用一些过滤器来消除因样品整体不均匀造成的背景结构；使用解卷积的方法来使图像更加明锐.



(a) (b)

图 7-15 同一泡沫样品分别在 0.2 THz(a)和 0.38 THz 的太赫兹波成像

对泡沫样品进行无损探伤，最终需要利用太赫兹波成像发现泡沫材料中自然形成的缺陷，而不仅仅是人工制作的缺陷. 图 7-16(a)中显示了一个泡沫样品的 0.2 THz 像，其中用圆环表示泡沫材料中 7 个最明显的自然形成缺陷. 由于缺陷是自然形成的，没有缺陷地图来与之对应，因此需要将样品解剖来对比太赫兹像中发现的缺陷以及样品中相对位置的结构. 图 7-16(b)中显示了缺陷 1,2 的解剖图. 在解剖之后对比发现，太赫兹像中发现的缺陷确实反映了泡沫中的自然形成缺陷的基本特性，包括位置、大小和大致形状.

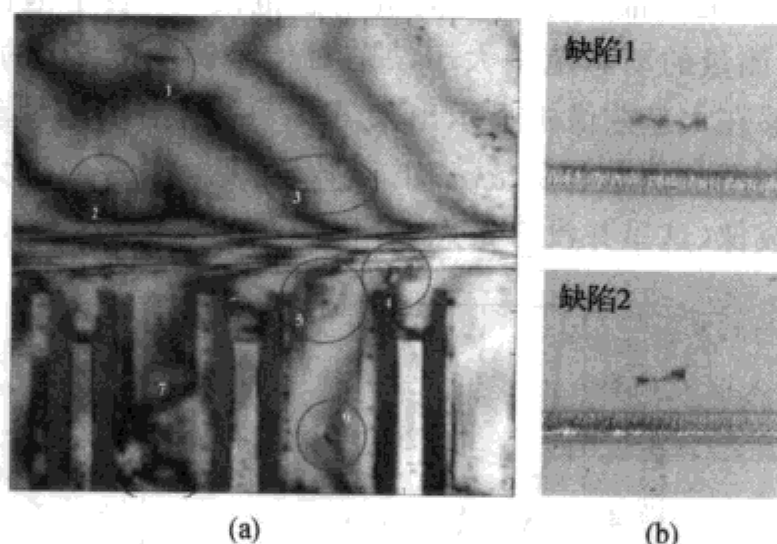


图 7-16　自然形成缺陷的太赫兹像(a)及其缺陷 1,2 的解剖图(b)

7.3.2　缺陷像的调制度和判定概率

如果不考虑缺陷的各层面对载波反射而造成的相干效应，则缺陷对载波的调制主要来源于对载波的散射或吸收的变化. 就吸收而言，图像的对比度可以表示为

$$C=\frac{1-T}{1+T},\tag{7.7}$$

其中

$$T=\exp[-2\alpha(\omega)d],$$

α 代表泡沫材料对载波的耗散率，而 d 是缺陷的厚度. 由于太赫兹波在成像过程中两次经过缺陷，因此总光程是 $2d$. 在一般的情况下，有 $-\alpha d\ll 1$. 图像的对比度可以简化为

$$C\approx\alpha(\omega)d.\tag{7.8}$$

可见，成像的对比度正比于样品对载波的吸收率以及缺陷厚度. 由于高频载波的耗散率要高于低频载波，因此使用高频载波所获得的图像有更高的对比度. 图像的另一个重要参数是测量的动态范围，它可以表示为

$$D=D_0(\omega)\exp[-2\alpha(\omega)H],\tag{7.9}$$

其中 D_0 代表无样品时系统的测量动态范围，H 表示泡沫层的厚度. 只有当测量的动态范围大于缺陷对信号调制度 $2C$ 的倒数时，缺陷才能够在太赫兹像中显示出来. 图 7-17 给出了测量动态范围和缺陷调制度的倒数作为 $\alpha(\omega)$ 的函数. 可见，当 $\alpha(\omega)$ 过大时将无法对缺陷成像(这里并没有考虑 D_0 随频率的变化).

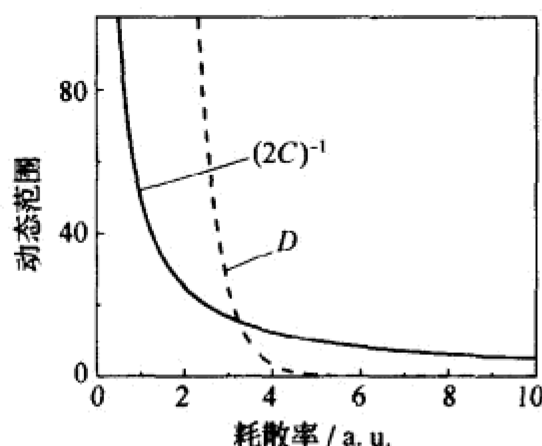


图 7-17 太赫兹波成像系统的测量动态范围以及缺陷调制度的倒数随 $\alpha(\omega)$ 的变化

利用统计的方法，可以建立对太赫兹波成像中所发现缺陷可信程度的判据. 假设在样品的一个区域，各点反射的太赫兹波功率为 $P(x, y)$，则该功率场分布有均值 $\bar{P}$ 和方差 σ. 如果该区域不存在缺陷，则其功率的统计分布应较为集中；也就是说，其方差较小；如果该区域存在缺陷，则该区域的方差较大. 如果在样品中建立一系列的参考区域，则可以获得该样品方差的统计分布，并得到方差分布的均值 $\bar{\sigma}$ 和方差 Θ_σ. 根据缺陷区域的方差在样品方差分布中所处的位置，我们判断在图像中观察到的缺陷的准确程度. 在统计处理中，缺陷区域可以定义为包含该缺陷的最小的正方形区域. 这样待测量区域的方差与平均方差的差别可以由归一化的统计分布参数来表示：

$$z = |\sigma - \bar{\sigma}| / \Theta_\sigma. \tag{7.10}$$

当 $z<1$ 时，表明该探测区域的方差与参考区域差别不大，则该区域被误诊为缺陷的可能性较大. 反之，当 $z>1$ 时，表明该区域的方

差与参考区域差别很大，非常有可能是缺陷. 图 7-18 是一个泡沫样品的太赫兹像，其中实线方块中是参考区域，虚线方块中是缺陷区域. 由参考样本获得$\bar{\sigma}=0.0337$，$\Theta_e=0.0038$. 表 7-2 给出了各个缺陷的方差、统计分布参数以及误诊率. 由表可知，根据缺陷区域的统计分布参数，可以判断缺陷的准确程度.

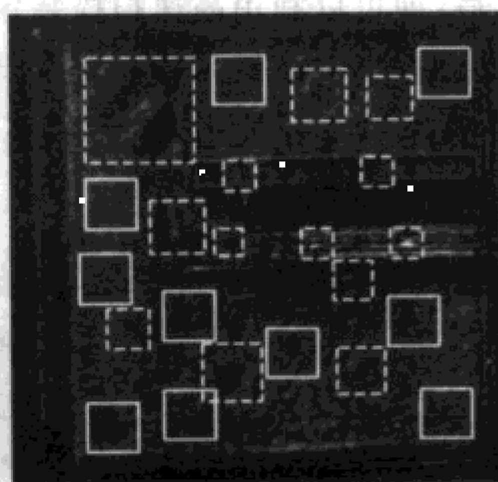


图 7-18　泡沫样品的太赫兹像

表 7-2　图 7-18 中各个缺陷测量可信度的分析

缺陷	类　型	Θ_e	z	误诊率/(%)
1	1″中层脱胶	0.0634	7.74	0.1
2	0.5″中层脱胶	0.0552	5.60	0.1
3	1″底板脱胶	0.0464	3.32	0.3
4	0.5″底板脱胶	0.0456	3.11	0.6
5	1″底板脱胶	0.0545	5.41	0.1
6	0.25″底板脱胶	0.0603	6.95	0.1
7	0.25″底板脱胶	0.1199	22.49	0.1
8	0.5″底板脱胶	0.1697	35.49	0.1
9	0.25″底板脱胶	0.0593	6.68	0.1
10	0.25″底板脱胶	0.0559	5.78	0.1
11	0.25″中层脱胶	0.0396	1.53	39.7
12	空缺，自然缺陷	0.0395	1.52	39.7
N1	自然缺陷	0.0540	5.30	0.1

7.3.3 提高太赫兹检测的速度

一个阻碍太赫兹波检测实用化的因素是太赫兹波成像的速度. 由于太赫兹波成像系统及其所探测样品一般都较重，因此无论扫描系统还是样品，都很难获得高的扫描速度. 在太赫兹波成像系统小型化和轻型化后，即可以利用高速扫描装置来提高太赫兹成像的速度. 图 7-19 是连续太赫兹波成像系统在扫描仪器上扫描的照片. 该装置可以实现 1 $ft^2/2.3$ min 的扫描成像速度，基本可以满足对泡沫样品实时检测的需要.

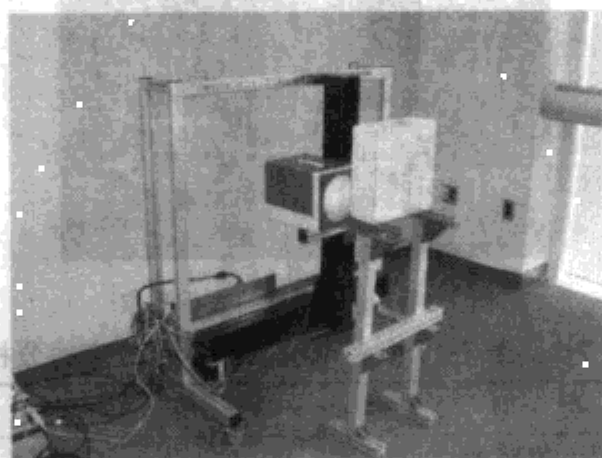


图 7-19 小型化的太赫兹波成像系统和快速扫描装置

另一种提高太赫兹波成像速度的方法是采用二维探测器阵列进行二维成像. 这样，太赫兹成像不需要扫描，大大地提高了成像的速度. 也可以使用一维发射或探测阵列，这样只需要进行一维扫描.

§7.4 太赫兹成像对石墨纤维复合材料的检测

7.4.1 石墨纤维复合材料及缺陷

石墨纤维复合材料是飞行器制作中一种经常使用的材料，特别是用做发动机罩、飞机壳体以及机翼稳定装置等. 这种复

合材料是以石墨纤维为骨架填充树脂材料制成的. 该材料的突出优点是重量轻而且坚固；缺点是当被加热到超过 200 ℃时容易损坏. 石墨纤维复合材料在被火灼烧后，其中的树脂成分会受到损失，从而导致石墨纤维结构被扭曲，复合材料的强度会受到显著的影响. 因此，探测石墨纤维复合材料的受热损坏程度是非常重要的.

一种有效的探测手段必须能够实现现场探测，并能够辨认损坏的种类和程度. 在大多数的情况下，初步检测和分析这种损坏的方法是靠视觉观察. 然而，在很多情况下，视觉观察并不能保证结果的准确性，因此必须与其他破坏性的探测手段相互结合来判断损坏的空间延展范围.

7.4.2　石墨纤维复合材料的连续太赫兹波像

太赫兹波成像技术可以被用来对石墨纤维复合材料进行无损探伤检测. 由于石墨纤维是导电材料，对太赫兹辐射是不透明的，因此需要采用反射式的成像方式. 成像系统的装置和图 7-13 中所示的相同. 0.6 THz 的连续电磁波被聚乙烯透镜聚焦在复合材料的表面，其焦斑半径为 0.5 mm. 被反射的太赫兹波由戈莱盒探测器所探测. 图 7-20 显示了三块被丙烷火焰烧伤的石墨纤维复合材料的太赫兹成像. 首先可以看到，由于石墨纤维是导体，而且其排列具有方向性，当太赫兹电场偏振平行于纤维方向时，该材料对太赫兹波的反射要明显高于电场垂直于纤维的情况. 这使得太赫兹波成像能够在非接触的情况下探测复合材料中纤维的取向. 由于树脂是电介质，因此它对于太赫兹波反射的贡献不是决定性的. 在石墨纤维结构被灼伤后，树脂对太赫兹波反射的偏振取向的对比度要减小. 图 7-20(a)中所示的复合材料只是表面被灼伤，而其内部结构并没有受到影响. 在光学像中，这一灼烧痕迹非常明显；而在它的太赫兹像中，由于纤维结构没有遭到破坏，该灼烧点并没有显示出来. 图 7-20(b)中显示的是一块被深度灼伤的复合材料样品，它的太赫兹像中明显地显示出被灼烧

破坏的区域. 图 7-20(c)中显示了一块与图 7-20(a)中相同的样品,然而其中有一小部分被深度灼伤. 太赫兹像可以明显地显示被灼伤的部位. 对比以上三个样品的光学像,则无法分辨它们的区别.

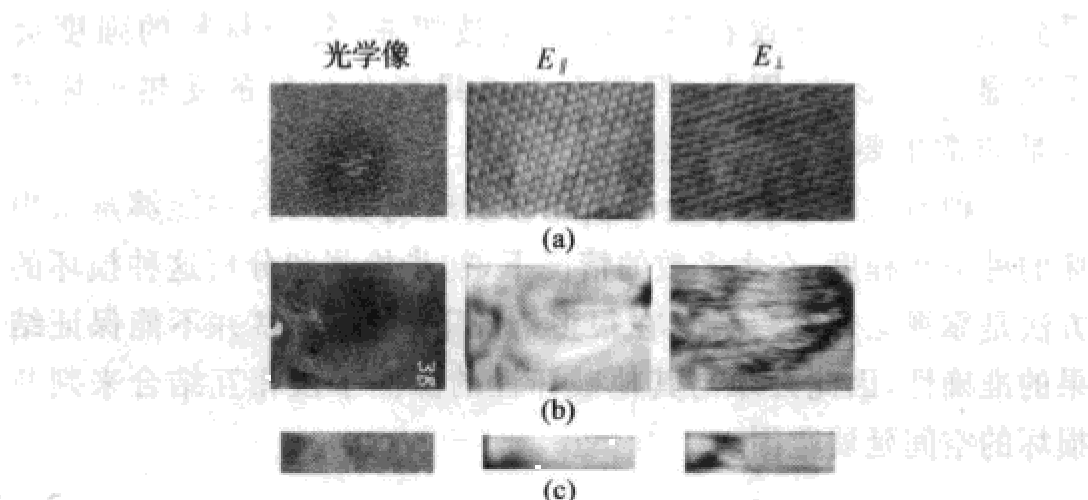


图 7-20 石墨纤维复合材料灼烧部位的光学照片和不同偏振的 0.6 THz 像
(a) 样品受到表层的灼伤;(b) 样品被大面积深度烧伤;(c) 样品只有小面积灼伤,但属于深度灼伤.

7.4.3 石墨纤维复合材料的太赫兹时域光谱

在被石墨纤维复合材料反射时,太赫兹辐射受到的偏振的影响可以通过太赫兹时域光谱在频率域中表现出来. 图 7-21(a)对比了太赫兹脉冲被复合材料中被灼烧和未灼烧部位反射后的时域波形. 可以看到,在灼烧后,样品对太赫兹波的反射明显变弱了,并且其时域波形被展宽. 图 7-21(b)显示了被复合材料反射的太赫兹脉冲的光谱. 被灼烧部位反射的太赫兹脉冲光谱除了整体地被减弱和中心频率红移之外,可以发现,在被灼烧后样品反射的光谱中出现了振荡的结构. 这一振荡结构的产生是由于太赫兹脉冲在样品中被多次反射形成的干涉效应,它反映了样品在灼烧过程中石墨纤维发生了分层. 这种多次反射效应可以被用来测量反射源的位置以及描述灼烧损坏的性质和严重性.

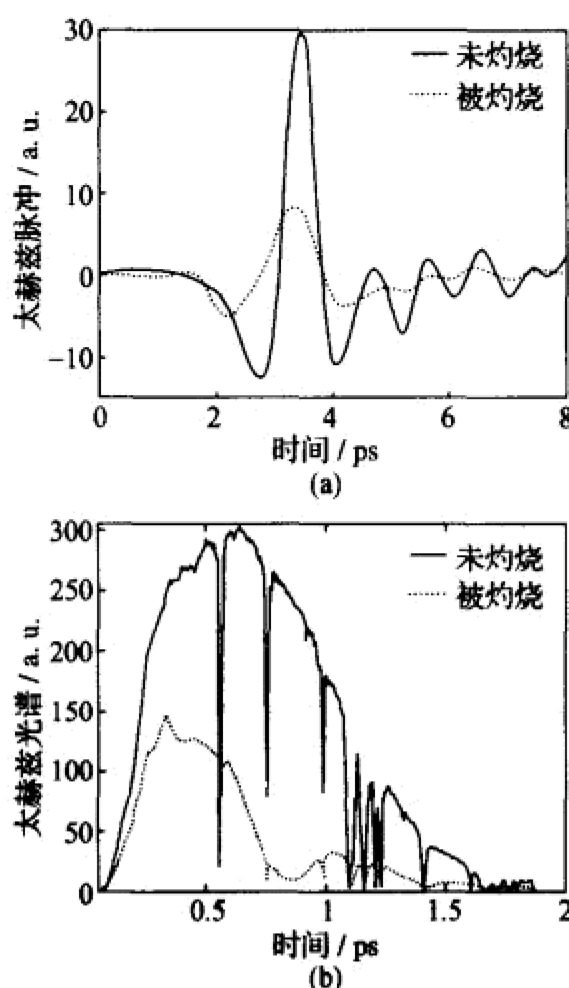


图 7-21　石墨纤维复合材料灼烧和未灼烧部位的太赫兹波的时域波形(a)及其光谱(b)

由于灼烧导致的石墨纤维分层的距离要小于太赫兹波长，因此它们对太赫兹脉冲的多次反射并不能直接在太赫兹脉冲的时域波形中反映出来. 为了更明显地显示太赫兹脉冲的多次反射，可以将被反射的太赫兹脉冲的时域波形对参考波形进行卷积运算，从而获得反射源位置的信息. 在没有光谱变化(时间波形没有形变)的情况下，将反射的太赫兹脉冲时域波形对参考波形求解卷积，得到的应该是一个 δ 函数. 如果太赫兹脉冲经过多次反射，则应该获得不同时间位移的多个 δ 函数，其中的时间位移对应于各个反射面与主反射面之间的距离. 图 7-22(a)和(b)对比了被灼烧区域和

未灼烧区域反射的太赫兹脉冲波形对参考波形进行卷积运算后所得的结果.可见,在被烧灼区域反射的太赫兹脉冲的卷积结果中,中心峰值前存在着两个代表被分离界面反射的小峰:第一个峰位于主峰前 200 μm 处;而第二峰位于主峰前 80 μm 处.与之相对比,被未灼烧区域反射的太赫兹脉冲,其解卷积结果中则没有明显的次级反射.主峰之后的小峰不是由次级反射引起的,而是由卷积计算造成的.

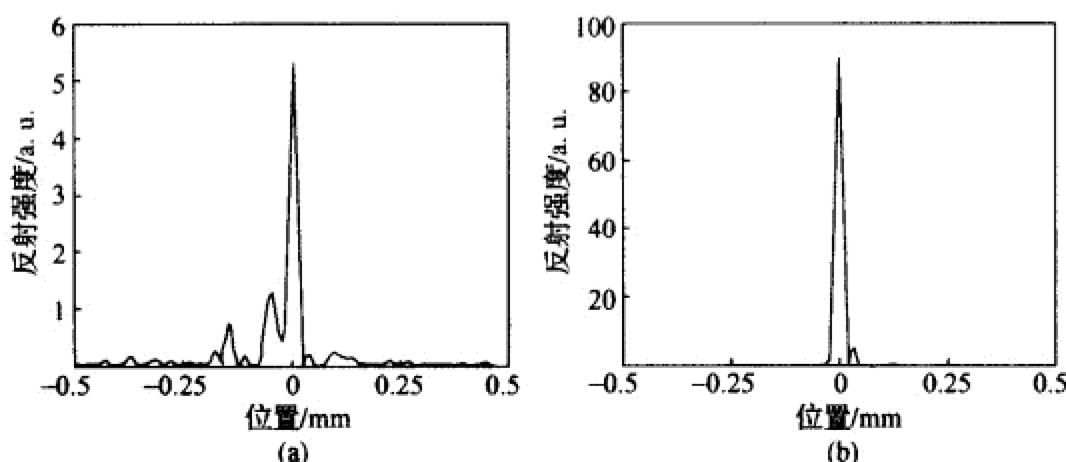


图 7-22　由石墨纤维复合材料灼烧(a)和未灼烧(b)部位反射的太赫兹脉冲时域波形对参考波形进行卷积运算后的结果

利用太赫兹波反射对石墨纤维复合材料的灼烧损害进行探测的结果,可以与当前使用的破坏性的标准检测方法 D790 弯曲测量程序相互比较.在弯曲检测中,样品的两端被固定,而在其中心施加压力.这样,样品就会因压力而发生弯曲形变.在持续施压的过程中,记录样品上的压力随弯曲深度的变化,变化曲线上升沿的斜率反映了样品的硬度.在继续施压达到一定程度后,样品就会发生断裂.这样,曲线的顶点就表示压力达到了样品的破坏临界点.如果样品由多层结构组成,则该曲线呈锯齿状,每个顶点表示一层结构被破坏.弯曲检测可以检测样品的坚硬程度,但是并不能如太赫兹成像一样反映损伤部分的位置细节.图 7-23 对比了利用弯曲检测和太赫兹检测技术对相同两块样品的灼烧部位进行检测所得的结果,其中图 7-23(a)~

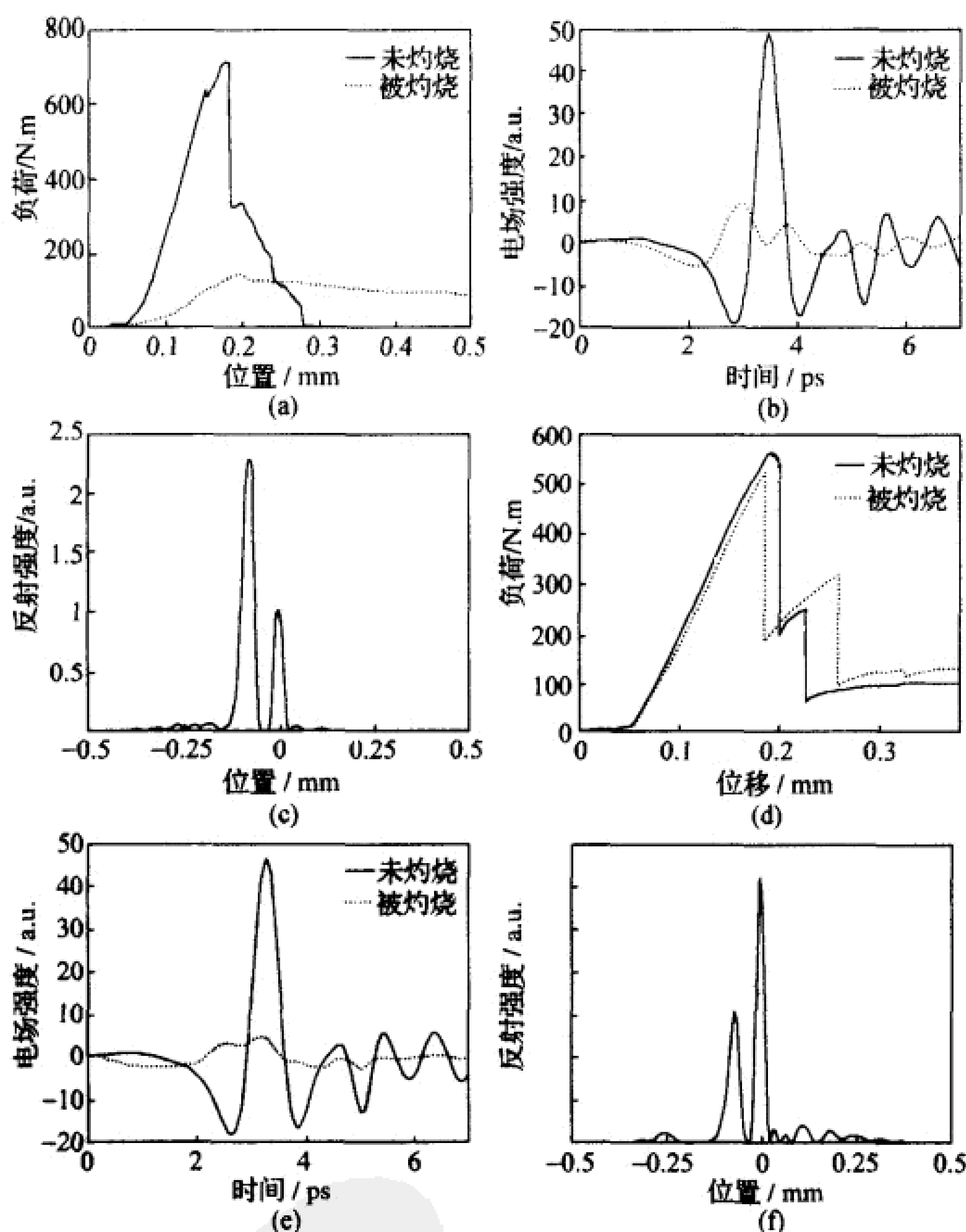


图 7-23 分别对单层(a)～(c)和双层(d)～(f)石墨纤维复合材料的灼烧进行弯曲检测和太赫兹检测结果的比较

(c)中使用的是单层样品，而图 7-23(d)～(f)中使用的是多层样品. 可见，太赫兹时域波形可以明显地显示灼烧造成的损害. 需要指出的是，由于太赫兹辐射不能穿透石墨纤维复合材料，因此太赫兹波成像所检测的只是样品的表层，深度不超过 400 μm.

第八章　太赫兹波安全检测技术

§8.1　炸药等危险物质的太赫兹光谱

8.1.1　炸药的太赫兹光谱

随着当前人们对公共安全的关心程度日益加强，对炸药和其他危险物品的检测变得越来越重要了. 当前需要检测的数量最庞大的爆炸物是地雷. 由于地雷在战争中被广泛地使用，而且在埋设后又不容易清除，它不管是对军队还是对平民，都存在着巨大的威胁. 目前全世界还有一亿多颗地雷埋在地下，这些地雷每年造成三万多人员的伤亡. 当前的探雷技术容易受到周围环境中其他物体的影响，因此误判率很高，影响到它们的探测效率. 一种比地雷更难探测的爆炸物品称为简易爆炸物. 简易爆炸物被广泛地用于恐怖袭击，因此对处于战场以外的人员来讲，它的威胁要远远高于地雷. 然而，由于简易爆炸物的结构非常不规范，组成更是多种多样，目前还没有针对它的标准检测方式. 炸药是各种爆炸物的核心组分，它们多是一些含有硝基的有机化合物. 一方面，炸药的饱和蒸气压一般都非常低；也就是说，它们的挥发性很弱，很难依靠探测它们在空气中的含量来检测炸药的存在. 然而，另一方面，炸药在爆炸物体表面及其周围物质中的残留则可以持续存在相当长的时间，从而可以通过检测炸药或其相关化合物的残余来探测爆炸物的存在. 这就使得发展基于识别炸药或其相关化合物的光谱特性而检测爆炸物品的化学检测方法对增进公共安全具有重大的意义.

由于炸药分子的振动以及多分子集团的组合振动，炸药在太

赫兹频段具有鲜明的光谱特性. 因此，可以通过太赫兹光谱测量来检测炸药的存在. 在光谱测量中所使用的太赫兹辐射可以表示成各个频率分量的线性叠加，其中的每个频率分量又可以表示为

$$\widetilde{E}_0(\omega) = A(\omega)\exp\{-\mathrm{i}[\omega t - kz + \phi_0(\omega)]\}, \tag{8.1}$$

其中 $k=\omega/c$ 是电磁波的波数，ϕ_0 是该频率电磁波的初始相位，t 和 z 分别是时间和在波传播方向上的空间位置. 在透射光谱中，透过样品之后的太赫兹波电场可以表示为

$$\begin{aligned}\widetilde{E}_s(\omega) &= \widetilde{t_1}\,\widetilde{t_2}A(\omega)\exp\{-\mathrm{i}[\omega t - kz + \phi_0(\omega)]\}\exp[\mathrm{i}k(\tilde{n}-1)d] \\ &= \widetilde{t_1}\,\widetilde{t_2}\widetilde{E}_0(\omega)\exp(-k\kappa d)\exp[\mathrm{i}k(n-1)d],\end{aligned} \tag{8.2}$$

其中$\widetilde{t_1}$和$\widetilde{t_2}$分别表示太赫兹电场在样品的两个界面处的透过率，$\tilde{n}=n+\mathrm{i}\kappa$是物质的复折射率. 由式(8.2)可知，在忽略菲涅耳损耗的情况下，样品对于太赫兹波的调制(包括振幅的衰减和相位的延迟)分别决定于复折射率的虚部和实部. 样品对太赫兹波衰减的程度可以表示为它的吸收率 $\alpha=k\kappa$. 对于不同的样品，α 可以具有不同的形式，有基于样品厚度的，还有基于样品质量或浓度的；它还可以分为电场的吸收率和功率的吸收率. 在对炸药样品的太赫兹波吸收谱测量中，样品的吸收率可以通过下式计算得到：

$$\alpha(\omega) = \ln\frac{I_0(\omega)}{I_s(\omega)}\Big/ m, \tag{8.3}$$

其中 I_0 是初始的太赫兹波的功率，而 I_s 是经过样品后测得的太赫兹波的功率，m 是太赫兹波所经过范围内样品的质量. 这样得到的样品吸收率 α 是单位质量样品的功率吸收率. 在炸药分子的能级共振的位置，太赫兹波的透射光谱中即会表现出吸收峰. 图 8-1 给出了四种炸药及其相关化合物在 2～21 THz 范围内的吸收光谱. 该光谱是采用傅里叶变换红外光谱仪测量得到的. 在吸收光谱中可以看到，这些化合物在太赫兹波段都存在着丰富的特征吸收峰. 图 8-2 中显示了利用太赫兹时域光谱测量的炸药及其相关化合物在 0.2～3 THz范围的透射光谱. 可见，这些爆炸物在低频太赫兹区域也有明显的光谱特征. 表8-1总结了15种常用爆炸物及其相关化

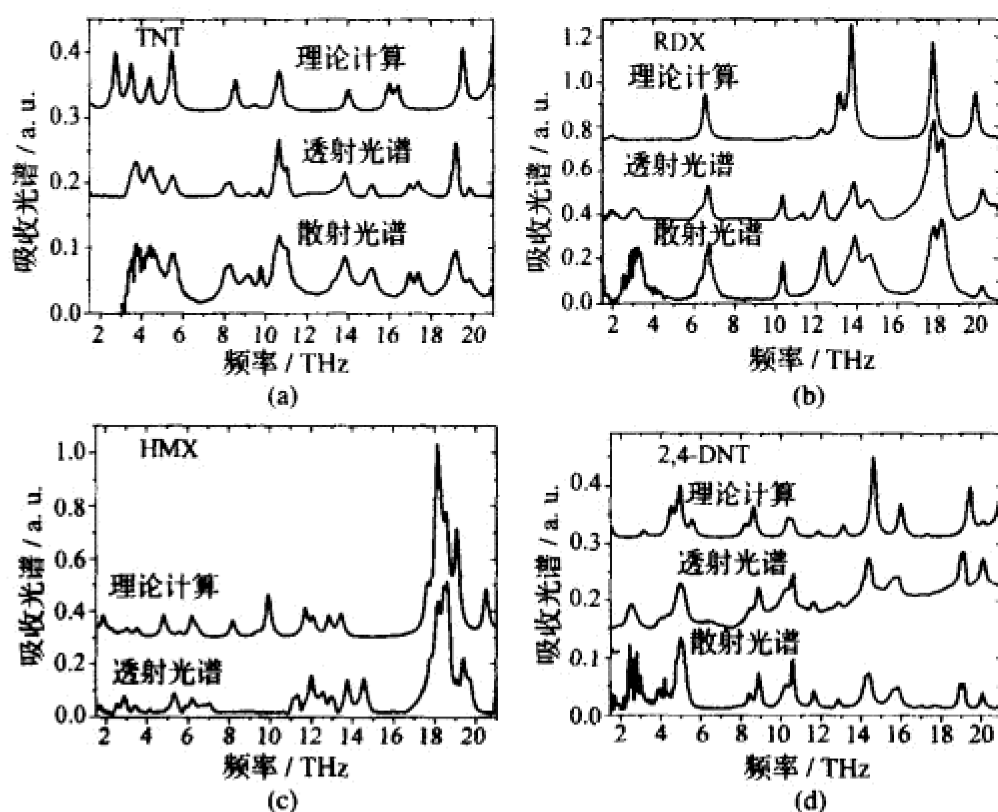


图 8-1 由傅里叶变换红外测量得到的炸药以及其相关化合物的吸收光谱(2～21 THz)
图中比较了透射光谱、散射光谱和通过密度泛函理论计算所得的光谱特征.

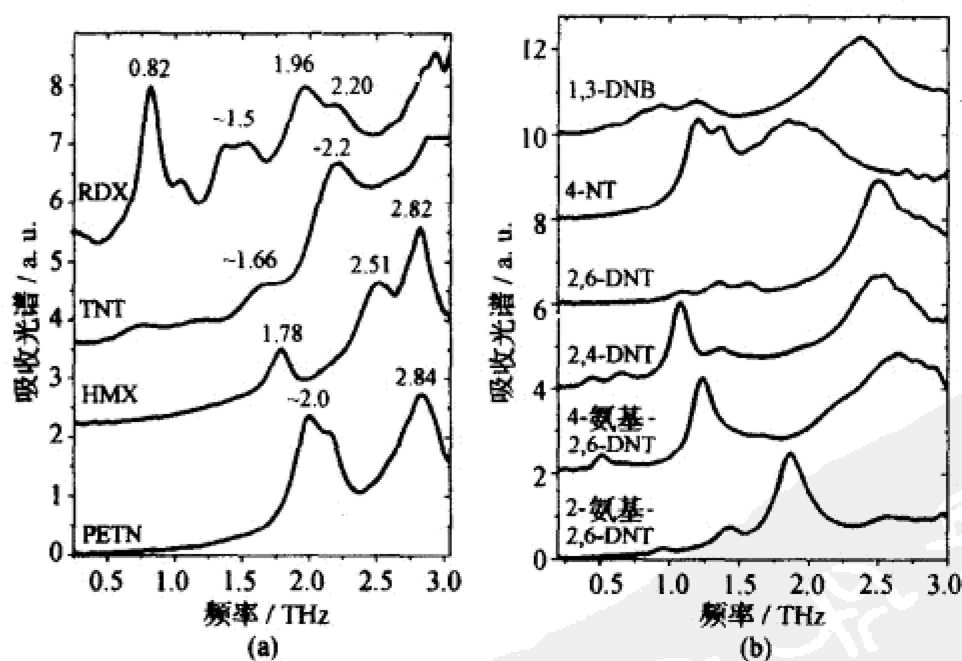


图 8-2 由时域太赫兹光谱测量得到的炸药及
其相关化合物的太赫兹透射光谱(0.2～3 THz)

合物在太赫兹波段的特征吸收峰.利用这些特征峰,可以使用太赫兹光谱识别这些爆炸物,从而实现对地雷或者简易爆炸物的探测.

表 8-1　不同炸药及其相关化合物的太赫兹吸收光谱

炸药及相关化合物	测得的吸收峰/THz
TNT	1.66,2.20,3.69,4.71,5.58,8.16,9.15,9.75,10.65,13.89,15.09,19.17
RDX	0.82,1.05,1.50,1.96,2.20,3.08,6.73,10.34,12.33,13.86,14.54,17.74,18.12,20.13
HMX	1.78,2.51,2.82,6.06,11.10,11.97,13.56,14.52,18.18,18.51
PETN	2.0,2.84
Tetryl	5.97,10.11,11.28,14.67,16.14,18.36
2-氨基-4,6-DNT	0.96,1.43,1.87,3.96,5.07,6.27,8.49,9.87,10.77,12.15,13.44,16.68
4-氨基-2,6-DNT	0.52,1.24,2.64,3.96,5.04,5.82,7.53,9.30,10.20,11.13,13.86,14.97,17.70
4-硝基甲苯	1.20,1.37,1.86,6.75,8.85,10.83,14.04,15.66,18.51
1,3,5-TNB	4.17,4.62,10.05,11.19,13.80,15.75,19.05
1,3-DNB	0.94,1.19,2.37,10.56,12.18,15.33,17.13
1,4-DNB	3.24,3.96,5.55,10.38,12.45,13.29,15.21,15.54
2,4-DNT	0.45,0.66,1.08,2.52,5.01,8.88,10.56,11.58,12.81,14.34,15.81,19.05
2,6-DNT	1.10,1.35,1.56,2.50,5.61,6.75,9.78,11.43,13.32,13.89,15.39,17.25
3,5-二硝基苯胺	0.96,1.20,3.18,4.62,5.04,5.91,7.44,10.62,10.98,14.46,16.41,18.18
2-硝基联苯胺	2.19,2.58,2.88,3.45,5.13,6.18,7.56,10.08,12.33,13.05,15.00,15.60,16.29,17.34,18.51,19.32

8.1.2 太赫兹波反射和散射光谱

炸药可以被太赫兹波吸收光谱识别出来,但是在现场检测过程中,往往不能采用透射模式.比如,在对旅客进行安全检查时,太赫兹波不能透过旅客的身体,只能探测由旅客身体反射回来的太赫兹辐射.又如,在探测地雷时,也只能够探测由地雷反射的太赫兹波.在这种情况下,可以使用太赫兹波反射光谱来检测炸药的存在.反射光谱又可以分为镜面反射光谱和漫反射光谱:前者适用于光滑表面对太赫兹波的反射;而后者则适用于粗糙表面.物体对于太赫兹电场的反射率可以用菲涅耳公式表示:

$$\tilde{r}_{/\!/} = \frac{n\cos\theta_i - \cos\theta_t}{n\cos\theta_i + \cos\theta_t}, \quad \tilde{r}_{\perp} = \frac{\cos\theta_i - n\cos\theta_t}{\cos\theta_i + n\cos\theta_t}, \tag{8.4}$$

其中 $\tilde{r}_{/\!/}$ 和 $\tilde{r}_{\perp}$ 分别表示 p 偏振和 s 偏振波的电场反射率,n 是物质的折射率,θ_i 和 θ_t 分别表示入射角和透射角.在物质有吸收的情况下,物质的折射率是复数.这样,在反射率中就会有振幅和相位的部分.在垂直入射的情况下,式(8.4)可以简化为

$$\tilde{r}_{/\!/} = -\tilde{r}_{\perp} = \frac{n^2+\kappa^2-1}{(n+1)^2+\kappa^2} + \mathrm{i}\,\frac{2\kappa}{w(n+1)^2+\kappa^2}. \tag{8.5}$$

这样,物质的光谱特性就可以在其反射光谱的振幅和相位变化中反映出来.图 8-3 中对比了 RDX 的吸收光谱及其漫反射光谱.可见,反射光谱和吸收光谱反映了同样的光谱特征.

除了反射光谱,另一种不需要透过物体而进行光谱测量的技术是散射光谱.散射光谱测量的物体具有细微的结构,比如粉末样品.在太赫兹波进入样品后,被样品的细微结构散射,其中一部分波被反向散射到样品外面并被收集和探测.在以下条件成立的情况下,测量的光谱可以作为散射光谱来处理.首先,样品的镜面反射可以忽略;其次,样品的深度可以认为是无限深的,以至于没有波可以通过样品穿透出去;再次,样品是均匀的,照射在样品上的波也是均匀的.物体的漫反射光谱也可以采取同样的方式来处理.

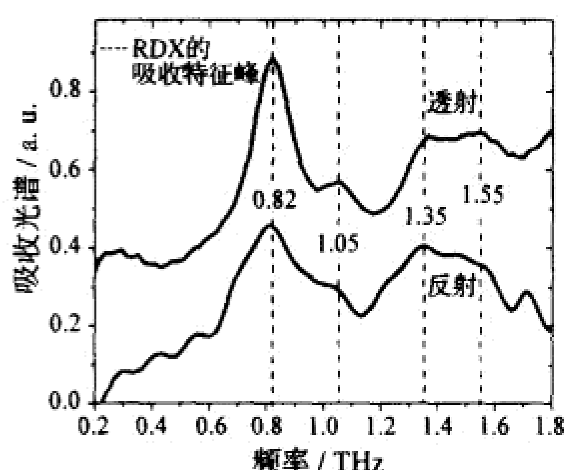


图 8-3 由时域太赫兹光谱测量得到的 RDX 的透射光谱和反射光谱

事实上,散射光谱也被称为漫反射光谱.在这种情况下,物质对太赫兹波的散射光谱可以通过 Kubelka-Munk 理论描述出来[1]:

$$F(R_\infty) = (1 - R_\infty)^2 / 2R_\infty, \tag{8.6}$$

其中 $R_\infty = R_s/R_r$ 是样品的漫反射系数,R_s 是样品的反射率,R_r 是参考物质的反射率.参考物质一般选取在测量频段没有光谱响应的物质.在太赫兹光谱的测量中,可以选取聚乙烯粉末作为参考物质.

图 8-1 中对比了爆炸物及其相关化合物在 1.5～21 THz 之间的散射光谱和透射光谱.这些光谱都是通过傅里叶变换红外光谱测量的.比较发现,散射光谱和透射光谱反映了同样的光谱特征.而且,对于某些弱吸收峰,散射光谱显示了更高的灵敏度.物质对于光谱的调制可以表示为物质的有效吸收强度,它是物质的吸收率 α 与其有效作用距离 l_e 的乘积 αl_e.在透射光谱中,样品的有效吸收强度可以简单地表示为物质的吸收率和样品厚度的乘积.而在散射光谱中,由于样品的散射极大地增长了载波在其中的实际传播长度,而且不同的散射路径其长度也各不相同,因此样品的有效吸收强度需由统计获得[2]:

$$\alpha l_e = (1 + 2s/\alpha)^{-1/2}, \tag{8.7}$$

其中 s 是物质的散射系数,它是由物体中颗粒的大小以及物质自身的性质决定的.图 8-4 对比了在透射光谱和散射光谱中样品的有效吸收强度随吸收系数的变化.可见,在小吸收系数的情况下,散射光谱具有更加灵敏的响应.

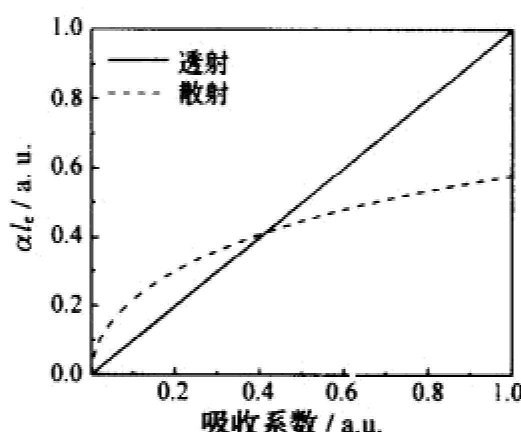


图 8-4 太赫兹透射光谱和散射光谱中样品的有效吸收强度与吸收系数的关系

8.1.3 对炸药太赫兹光谱的理论计算

炸药及其相关化合物在太赫兹波段的光谱特征是由于化合物的分子或分子集团的振动造成的.在知道化合物分子结构的基本形式和基本参数后,可以使用密度泛函理论来计算分子的振荡结构.图 8-5 显示了 2,4-DNT 的分子结构,它是 TNT 炸药的主要成分在分解之后的产物,经常被用来检测 TNT 的存在.2,4-DNT 分子的骨架是一个苯环,在其 1 号碳原子 C1 的位置上连接一个甲基($-CH_3^-$),而 2 号碳原子 C2 和 4 号碳原子 C4 的位置上各连接一个硝基($-NO_2$).由于 2,4-DNT 的分子结构不对称,这就导致了它的苯环结构被扭曲.在分子中,甲基作为电子的供体,而硝基则是电子的受体.这使得 C1—C2 键和 C1—C6 键被拉长,而 C2—C3,C3—C4,C4—C5 和 C5—C6 等诸键则被压短,并进而使得键角∠(C2—C1—C6)小于苯环中其他的键角.4 号硝基、苯环以及甲基的碳原子处于同一平面内.然而,由于 2 号硝基中的氧原子与甲

基中的氢原子的空间排布发生冲突，因此 2 号硝基所在的平面与苯环平面形成一个约 30°的二面角．根据以上的分析和优化，可以使用密度泛函理论进行计算得到 2,4-DNT 分子在能量最低点的基态结构及其远红外吸收光谱．表 8-2 给出了由密度泛函理论计算获得的 2,4-DNT 分子基态的各键键长、键角，2 号硝基的平面角，分子的偶极矩以及总能量等相关参数[3]．

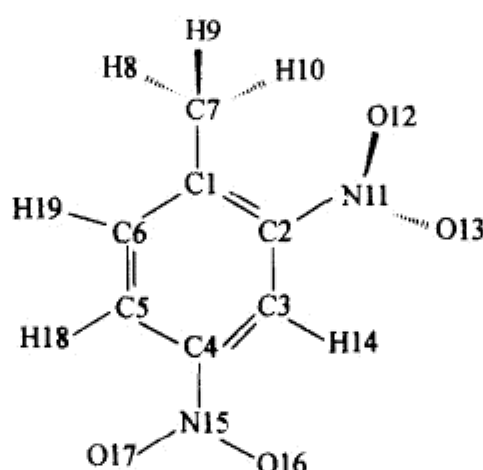


图 8-5　2,4-DNT 的分子结构

表 8-2　由密度泛函理论计算获得的 2,4-DNT 的分子结构参数

参　数		计算结果
键长	r (C1—C2)	1.406 Å
	r (C2—C3)	1.390 Å
	r (C3—C4)	1.384 Å
	r (C4—C5)	1.390 Å
	r (C5—C6)	1.388 Å
	r (C1—C6)	1.403 Å
	r (C1—C7)	1.506 Å
键角	∠(C2—C1—C6)	116.0°
	∠(C1—C2—C3)	123.0°
	∠(C2—C3—C4)	118.2°
	∠(C3—C4—C5)	121.5°

续表

参　　数		计算结果
键角	∠(C4－C5－C6)	118.7°
	∠(C5－C6－C1)	122.5°
立体角	τ(O12-N11-C2-C1)	29.9°
	τ(O16-N15-C4-C3)	0.8°
自由能	$\lvert\mu_t\rvert$	5.246 德拜(Debye)
	$-E$	680.8 哈特里(Hartree)

图 8-6(a)对比了理论计算获得的 2,4-DNT 分子的共振吸收线和实验中使用傅里叶变换红外光谱仪测得的吸收光谱. 可见,理论计算所预言的结果与实验观测吻合得很好. 2.52 THz 处的吸收峰在理论计算中并不出现,它被猜测是由于 2,4-DNT 晶体点阵的

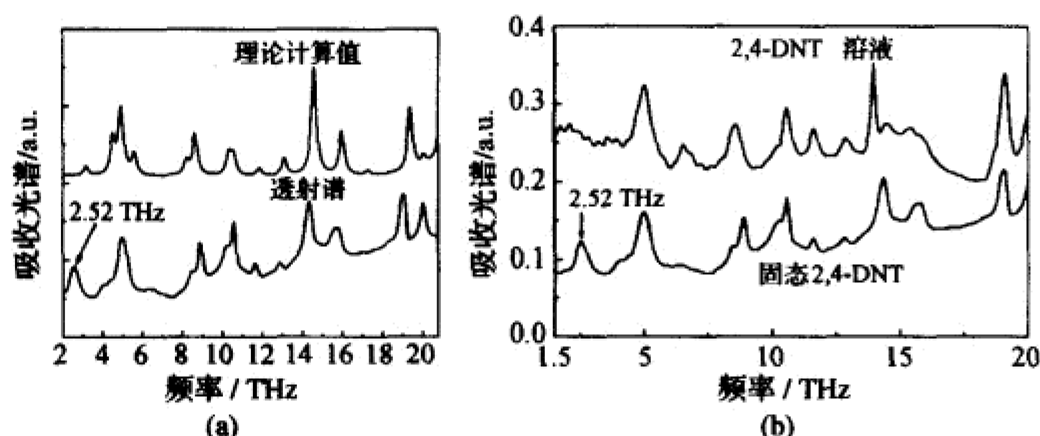


图 8-6 2,4-DNT 在太赫兹波段的透射光谱和由密度泛函计算所得的光谱特征的比较(a)以及固体 2,4-DNT 与甲苯溶液中的 2,4-DNT 的透射光谱的比较(b)

振动造成的,而理论计算中只考虑了单个分子. 这一猜测得到了实验的证实,在图 8-6(b)中对比了固态和溶液中的 2,4-DNT 的吸收谱. 可见,在溶液中 2.52 THz 处的吸收峰消失了. 表 8-3 比较了理论计算所获得的吸收光谱与实验观测的结果. 可见,理论计算不但在吸收峰的位置上与实验观测符合得很好,而且还能够预言吸收

峰的强弱. 更多化合物的理论计算结果与实验观测的比较显示在图 8-1 中.

表 8-3　比较理论计算和实验测量中的 2,4-DNT 的吸收峰及其强度

实验测量		理论计算		吸收峰的归属
频率/THz	强度	频率/THz	强度	
1.08	—	—	—	声子或分子间模式
2.52	—	—	—	声子或分子间模式
5.01	强	4.92	强	2,4 号 C—NO_2 面内的弯曲振动
8.88	强	8.61	强	环的面外弯曲振动
10.56	强	10.53	强	环的面内弯曲振动
11.58	弱	11.82	弱	甲基变形和环的面外的弯曲振动
12.81	弱	13.08	弱	C—CH_3 的面外摆动
14.34	强	14.58	强	4 号 C—N 的面外摆动
15.81	中	15.96	中	4 号 C—N 的面内弯曲和环的扭曲
19.05	强	19.38	强	环的扭曲

§8.2　太赫兹波的透视和遥感

8.2.1　太赫兹波的远距离传输

作为检验危险物品载波，太赫兹波的一个非常吸引人的优点是它可以在远距离实现对危险物品的检测；也就是说，它可以允许检测者位于安全距离对可疑物体进行站开检测，以保证检测者的安全. 图 8-7 显示了太赫兹脉冲在空气中传播不同距离以后被探测获得的时间波形和频谱. 在传播过程中，可以发现太赫兹电场随着传播的距离而减弱；与此同时，在太赫兹光谱中水蒸气的吸收逐渐增强. 这使得可以传播的太赫兹频率范围缩小，在时域波形中表现

为太赫兹波的振荡范围增长.即使太赫兹脉冲在空气中传播 100 m 以上,它的时域波形仍然能够被清晰地记录;而且在其频谱中,除了水蒸气的吸收线及其邻近区域外的其他区域仍然可以利用来进行光谱测量.

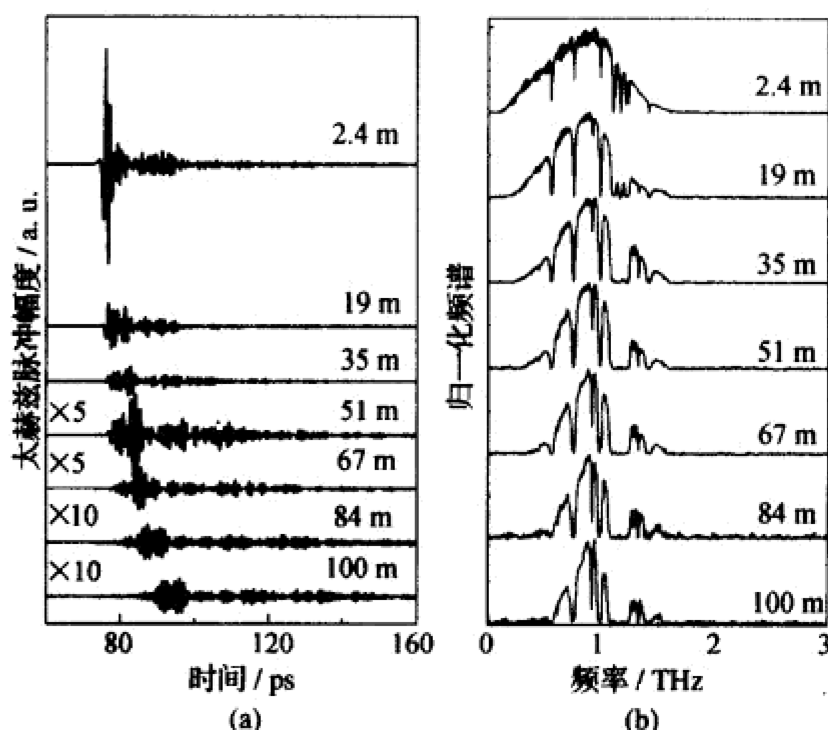


图 8-7　太赫兹脉冲的时域波形(a)和频谱(b)随传播距离的变化

在太赫兹脉冲的远距离传输过程中,阻碍其传播距离的两个主要因素是空气(主要是其中的水蒸气)对太赫兹波的吸收以及由于太赫兹波束衍射发散导致的探测装置的收集效率降低.探测到的太赫兹电场可以表示为

$$E(\omega)=E_0(\omega)\exp[-L\alpha(\omega)]\frac{R_c}{R_{THz}(\omega)},\tag{8.8}$$

其中 E_0 代表发射的太赫兹电场,L 是太赫兹波的传播距离,α 是空气对该频率太赫兹波的吸收率,R_c 是探测系统收集元件的半径,R_{THz}代表太赫兹波束在该传播距离的半径.在脉冲太赫兹技术中,太赫兹波是由飞秒激光通过非线性效应或光电导过程产生的.因

此，太赫兹波是相干辐射，并且其空间分布受到衍射的限制. 在一般情况下，太赫兹波束可以很好地由高斯分布来描述，则太赫兹波束在探测装置处的半径可以表示为

$$R_{\mathrm{THz}}(\omega)=R_0\sqrt{\left[1+\left(\frac{\lambda L}{\pi R_0^2}\right)^2\right]}\approx\frac{\lambda L}{\pi R_0}\quad(\lambda L>\pi R_0^2),\tag{8.9}$$

其中 λ 是载波的波长，R_0 是太赫兹波束的腰粗. R_0 和 R_c 分别是由太赫兹波源和探测装置的孔径决定的. 将式(8.9)代入式(8.8)，有

$$E(\omega)=E_0(\omega)\mathrm{e}^{-La(\omega)}\frac{\pi R_c R_0}{\lambda L}.\tag{8.10}$$

可见，波长较长的电磁辐射在远距离传播过程中受到收集的影响较大，因而增大发射和收集的孔径有利于提高太赫兹波的传播距离. 图 8-8 给出了频率在 1.6 THz 以下的电磁波在空气中的传播窗口. 低频的太赫兹辐射在传播过程中所受到的损失主要来源于衍射造成的收集效率降低；而在两个传播窗口之间的频率范围则受到水蒸气对太赫兹辐射吸收的影响.

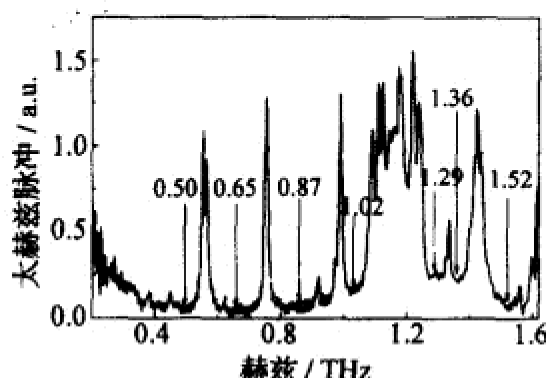


图 8-8　空气的太赫兹窗口

图 8-9 中比较了实验中观测到的 0.89 THz 辐射的电场强度随传播距离的变化以及由式(8.8)计算所得的电场衰减. 可见，对于远离水蒸气吸收峰的太赫兹辐射，在 100 m 的传播距离内太赫兹电场随传播距离的衰减主要受到系统收集效率的影响. 图 8-10 对比了在传播距离更长的情况下由衍射和吸收造成的太赫兹电场

衰减. 可见,在较近距离内,以衍射造成的影响为主;而当距离增长后,则吸收的影响更为明显. 然而,对于在水蒸气吸收峰位置上的太赫兹辐射,其电场随传播距离增大而减弱的趋势则与远离水蒸气吸收峰的频率分量截然不同. 由于吸收造成的损耗非常高,则该频率的太赫兹分量呈指数衰减的形式迅速减弱,而不能实现远距

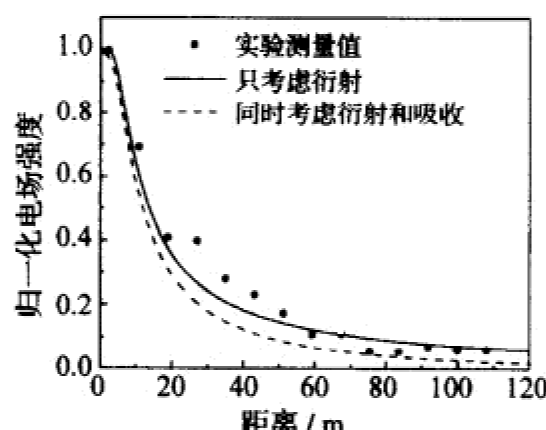


图 8-9 0.89 THz(远离水蒸气吸收峰)电磁波的电场随传播距离的衰减

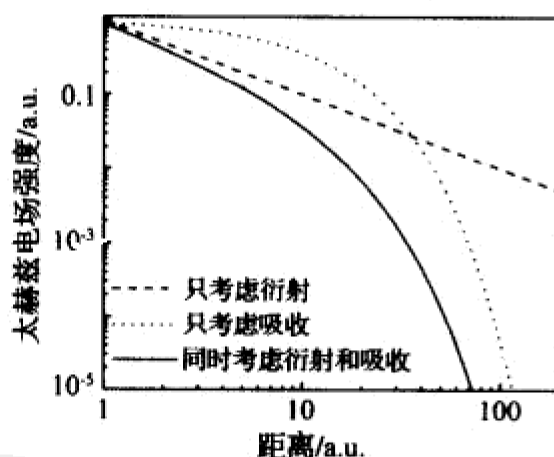


图 8-10 在远距离传播的过程中,太赫兹波束的衍射和空气的吸收对太赫兹波电场衰减的影响

离传播. 即使对于水蒸气吸收峰附近的频率分量,尽管它们的吸收损耗较低,可以在中远距离内传播,但它们的衰减趋势也比远离吸收峰的频率更接近指数衰减形式. 图 8-11 给出了利用量热计测量得到的 0.6 THz 电磁波的功率随传播距离增大而减弱的变化(0.6 THz位于 0.56 THz 水蒸气吸收峰的旁边). 图中对比了

0.6 THz的连续波、太赫兹脉冲中的0.6 THz分量以及太赫兹脉冲总能量随传播距离的变化. 太赫兹波功率作为传播距离的函数，与指数衰减(图中的实线)非常接近. 这说明，对于接近水蒸气吸收峰频率的太赫兹辐射，其在传播过程中的衰减受到耗散的影响要大于因衍射而导致收集效率降低的影响.

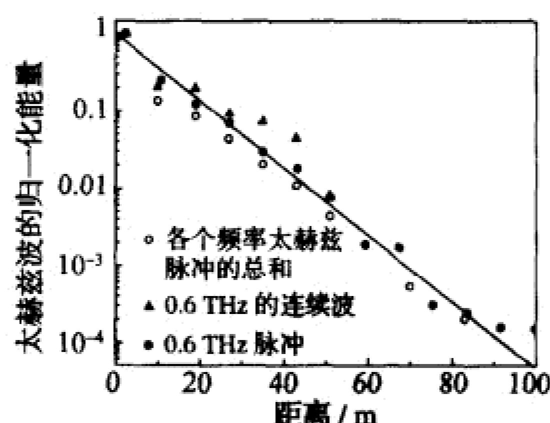


图 8-11　由量热计测量所得的太赫兹波的能量随传播距离的衰减(对数图)

在太赫兹波在空气中远距离传播的过程中，它和空气中各成分(主要是水蒸气)的作用距离随传播距离增大而增长. 因此，在远距离传播的太赫兹光谱中，可以观测到一些吸收截面非常小的吸收线. 这些吸收线是在短作用距离的情况下无法观测的. 图 8-12 对比了在太赫兹脉冲的传播距离为 2.4,75 m 的情况下，在 0.6～

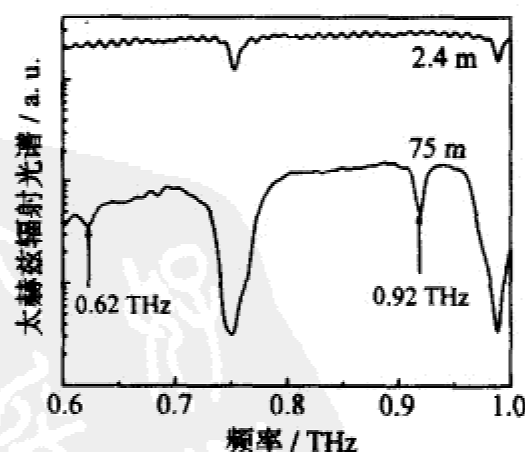


图 8-12　传播距离为 2.4,75 m 的太赫兹辐射的光谱
0.62,0.92 THz 处的吸收峰只有在长作用距离的时候才能够被观测到.

1.0 THz 之间的光谱.箭头所指的两个水蒸气吸收峰只有在长作用距离的情况下才能观测到.

8.2.2　太赫兹波的透视成像和检测

§7.1 讨论了太赫兹波对于常用物体的穿透性质，并且介绍了太赫兹波作为无损探伤工具的应用.太赫兹波的穿透性质还使其可以被应用于安全检测领域.图 8-13 中显示了利用0.094 THz 的辐射对人体所成的像.该图像是利用 1.2 m 的正方形天线在距离 7 m远的地方对人体所成的像，从中可以发现隐藏于报纸中的短刀和在衣服下面的手枪[4].



图8-13　某人的光学照片(a)以及太赫兹波(0.094 THz)对人体的透视(衣物)成像(b)
(感谢 QinetiQ 允许使用该图.)

利用太赫兹辐射进行成像，可以使用如图 7-6 或 7-13 中所示的反射成像方式.在某些情况下(比如行李的检测过程中)，还可以使用图 8-14 中的透视成像方式.其中，由光源发射的太赫兹波被聚焦在样品中，由样品透过的太赫兹辐射被收集并探测.在扫描样品的过程中，样品的太赫兹成像被记录下来.图 8-15 显示了利用 0.2 THz 的连续辐射对于手提箱进行透射成像的结果.在太赫兹像中，可以清晰地发现手提箱中所盛的物品，包括刀、光盘、录像带、录音磁带和笔等.如果手提箱中存在更多的物品，或者多件物品叠合在一起，图像则较为复杂.这时，需要先对所成的太赫兹图像进行处理，然后才能分辨物品.

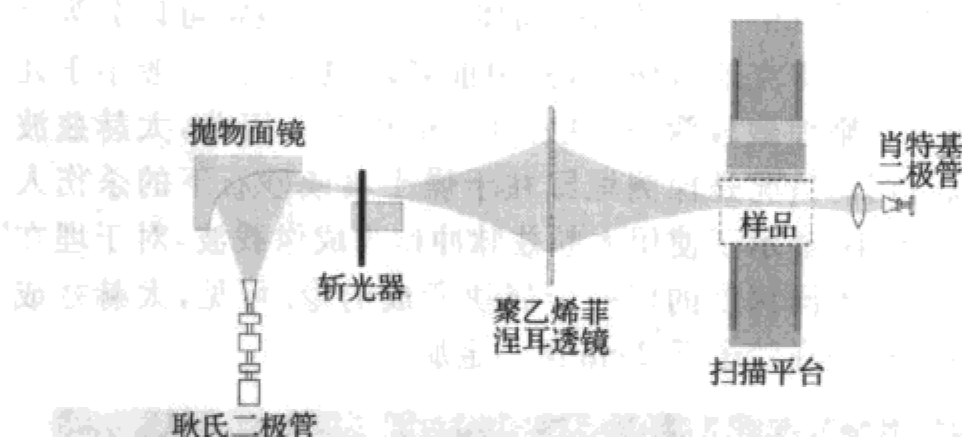
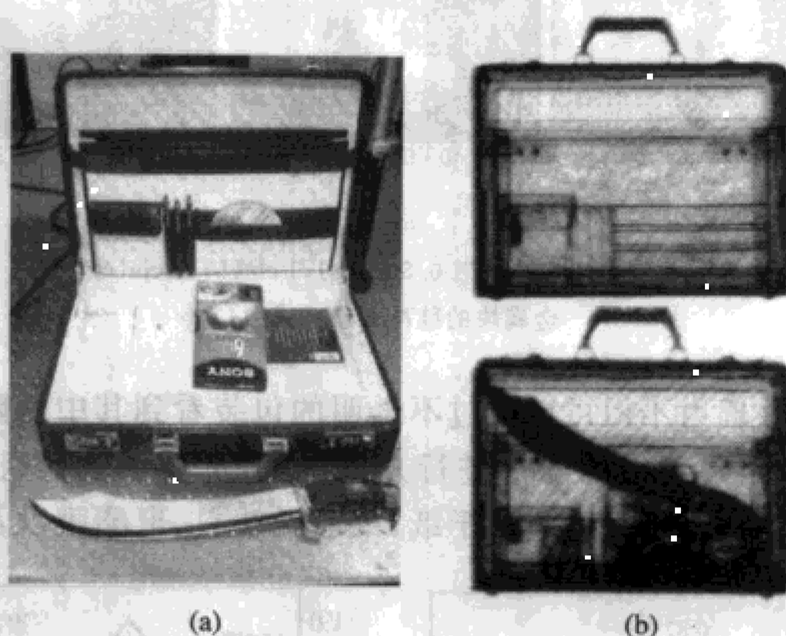


图 8-14 透射式太赫兹波透视成像的原理图



(a) (b)

图 8-15 手提箱的光学照片(a)及其太赫兹透视像(b)

以上讨论的是太赫兹波成像在对人体和行李检查中的应用. 在对于地雷的探测中,一个很重要的因素是太赫兹波对于土壤的穿透能力. 由于水对于太赫兹波的严重吸收,太赫兹辐射只适合探测埋藏在干燥土壤或沙漠中的地雷. 由 §7.1 中对太赫兹辐射对物体的穿透能力的讨论中得知,太赫兹波在砂石等物体中的穿透深度可以达到厘米数量级;也就是说,太赫兹辐射可以对埋藏

在干燥土壤或砂石中几厘米深的物体进行成像.地雷可以分为杀伤人员地雷和反坦克地雷两种,其中前者埋藏很浅(一般小于几厘米);而后者则埋藏较深(往往在 10 cm 以上).因此,太赫兹波成像可以适用的情况是探测埋藏在干燥土壤或砂石下的杀伤人员地雷.图 8-16 显示了使用太赫兹脉冲作为成像载波,对于埋在干燥沙子下面不同深度的同一金属块所成的像.可见,太赫兹成像可以看到埋藏在沙子下 2 cm 深的金属.

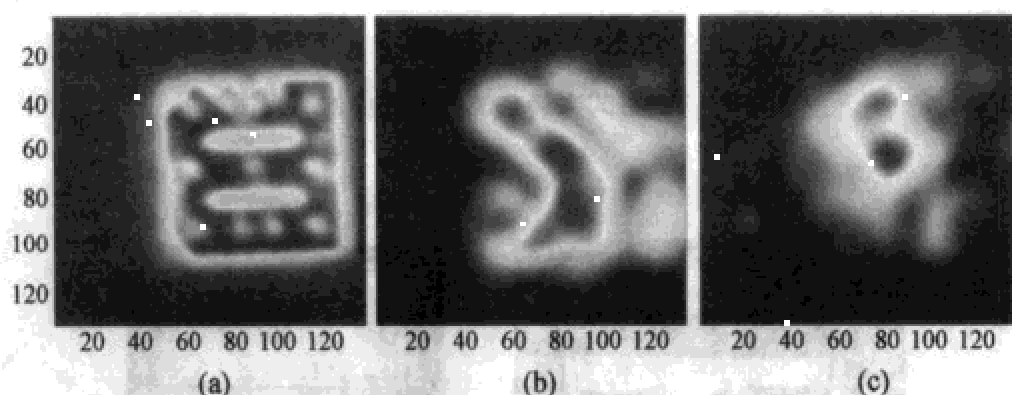


图 8-16 埋在干燥沙子下 0.5 cm(a),1 cm(b),2 cm(c)处的金属块的脉冲太赫兹成像

太赫兹辐射不但可以透过不透明的包装看到其中所隐藏的物体,还可以对包装内的物体进行光谱测量,从而辨别其组成物质.图 8-17 显示了 RDX 分别处于纸、聚乙烯塑料、聚酯膜以及皮革等

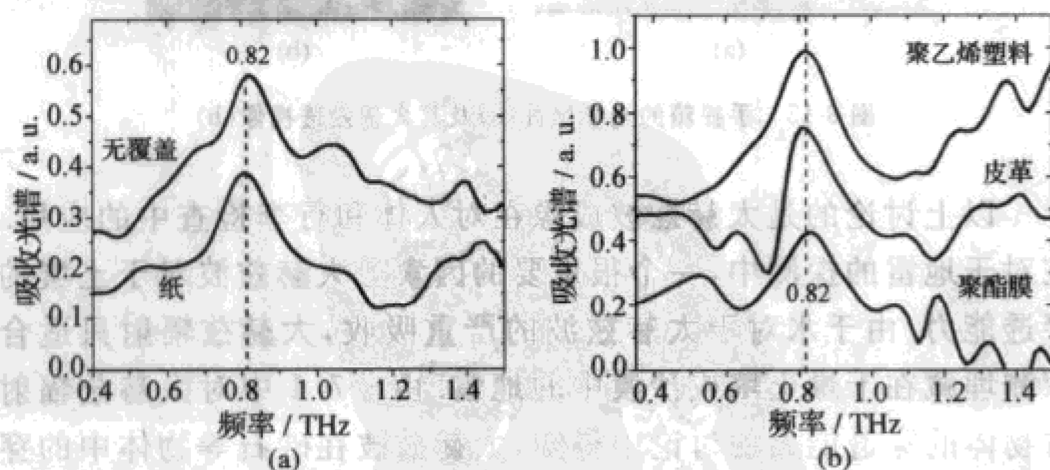


图 8-17 位于不同覆盖物下面的 RDX 的太赫兹时域光谱

覆盖材料后面时的吸收光谱. 可见,位于 0.82 THz 的吸收峰在透视的情况下也可以被清晰地辨别出来.

§8.3　太赫兹波的站开检测和光谱成像

8.3.1　太赫兹波的站开检测

太赫兹波可以对炸药等危险物品实行光谱测量,可以在空气中进行中远距离的传播,还可以进行透视成像和检测. 因此,太赫兹技术可以用来对于危险物品进行站开检测;也就是说,可以使得检测者在位于危险物品的影响距离以外的安全位置来检测危险物品. 这对于提高检验者的人身安全是非常重要的. 图 8-18 显示了

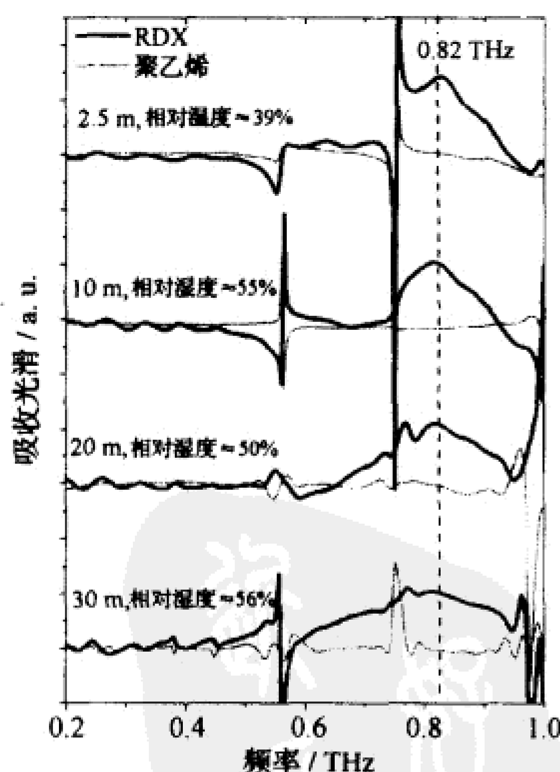


图 8-18　与太赫兹光谱检测系统距离不同时 RDX 的太赫兹时域光谱
图中以聚乙烯塑料的太赫兹光谱为参考.

在 RDX 样品位于与太赫兹光谱检测系统距离不同的情况下由太赫兹时域反射光谱所测量的光谱结果，其中聚乙烯样品被用做参考样品. 由图中可见，即使在 30 m 以外，仍然可以通过 RDX 位于 0.82 THz 的吸收峰将样品辨认出来.

在进行站开测量的时候，为了使太赫兹脉冲的发射源和探测器尽可能地接近，并且能够更大限度地收集与样品相互作用的太赫兹波，反射光谱是比较适用的. 因此，对站开检测中所测量的光谱进行处理，适用的是式(8.5)，而非式(8.3). 由式(8.5)可知，光谱的反射率是一个复数. 当 $\kappa \ll 1$ 时，式(8.5)中的复折射率可以写为

$$|\tilde{r}| \approx \frac{n-1}{n+1}, \quad \Delta\phi \approx \frac{2\kappa}{n^2-1}, \tag{8.11}$$

分别代表太赫兹波在反射过程中振幅和相位受到的调制. 图 8-19中显示了在 RDX 的太赫兹反射光谱中观测到的太赫兹波的振幅和相位受到 RDX 吸收峰的调制. 可见，由于式(8.11)，在太赫兹波由样品表面反射的过程中，太赫兹波相位的变化更主要地反映了 RDX 的吸收特征；而其振幅的变化则主要反映了由于吸收峰的存在，RDX 的折射率在吸收峰所在频率附近产生的变化.

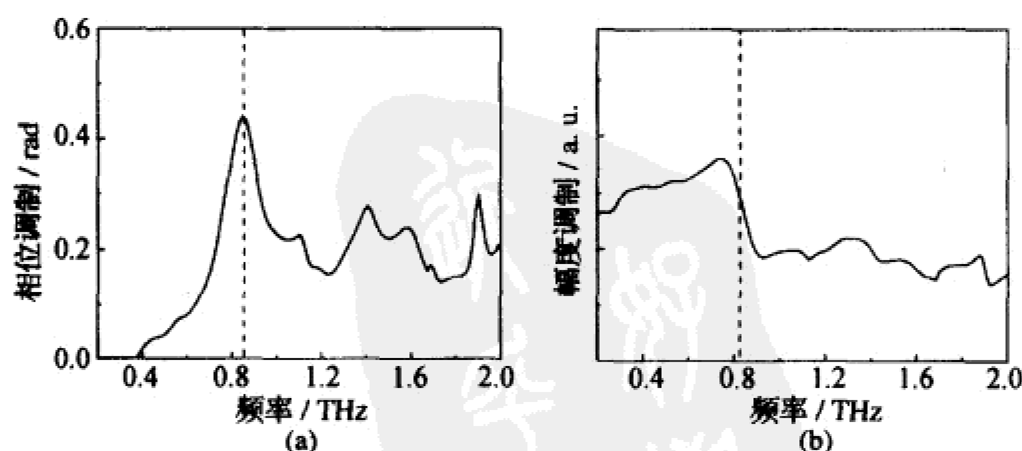


图 8-19 RDX 的太赫兹时域光谱中的相位调制(a)和振幅调制(b)

在使用太赫兹波相位变化作为站开测量物理量的时候，其测量的动态范围可以表示为

$$D = \Delta\phi_m / \Delta\phi_f,$$

其中 $\Delta\phi_m$ 代表吸收峰位置的相位变化，$\Delta\phi_f$ 则表示测量中相位的涨落. 在测量中，影响相位涨落的因素主要包括空气的扰动、空气中各组分（主要是水蒸气浓度）的涨落以及激光器不同脉冲之间的时间不稳定性和由测量仪器中的光学组件振动造成的时间不稳定性. 图 8-20 中表示了一个单一频率的电磁波在存在测量噪声情况下的相位涨落. 电磁波相位的涨落与近距离测量的动态范围存在如下关系：

$$\delta\phi \propto \frac{1}{D_0} \sqrt{\delta t}, \tag{8.12}$$

其中 D_0 代表在近距离测量中的动态范围，δt 表示测量中使用的时间分辨率. 这样，知道近距离测量的动态范围以及太赫兹反射装

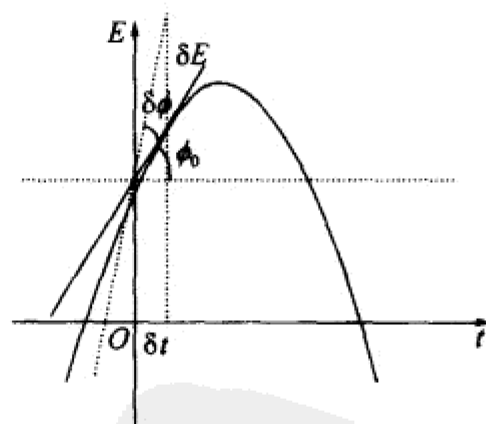


图 8-20　站开测量中太赫兹波相位的涨落

置、探测装置和样品的具体参数，就可以根据式(8.12)估计该站开检测系统的视距；也就是说，可以在多远的距离对样品实行检测. 图 8-21 中给出了一个 $D_0=15$ 的时域太赫兹光谱系统在收集半径为 150 mm 的情况下，对于不同尺度的 RDX 样品的可检测距离以及在不同作用距离时测量的动态范围.

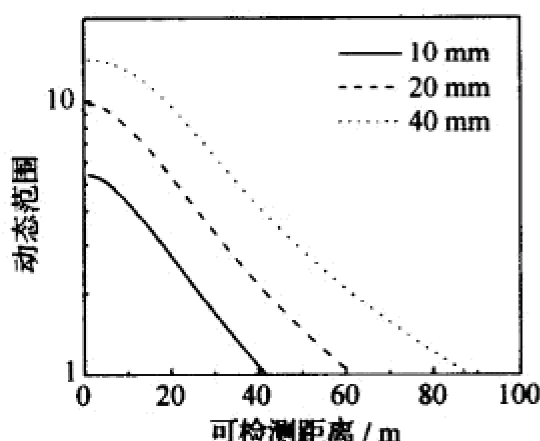


图 8-21 在站开测量中,太赫兹系统对处于不同距离 RDX 样品的测量动态范围

8.3.2 太赫兹波的光谱成像

将太赫兹波成像技术和太赫兹波的光谱分辨本领相结合,可以实现太赫兹波的光谱成像.在太赫兹光谱成像中,不但可以显示出被检测物体的形状,还能够根据其光谱特性分辨被探测物体的组分.在§7.4中利用太赫兹波的光谱响应探测石墨纤维复合材料中的缺陷,实际上就是应用了太赫兹波的光谱成像手段.由于不同的爆炸物在太赫兹波段都有其特定的光谱特征,因此可以使用太赫兹波的光谱成像将它们辨认出来.图 8-22 显示了乳糖、蔗糖和 RDX 的太赫兹光谱成像结果[5].在没有光谱分辨的情况下,并不能分辨这些物质;而如果利用它们各自的光谱特征进行成像,就可以从相应的太赫兹像中将不同的物质区分出来.

太赫兹波的光谱成像不但可以使用宽频带的脉冲太赫兹辐射来实现,也可以采用几个不同频率的连续太赫兹波来完成.图 8-23 给出了利用多个频率的太赫兹波收发器进行太赫兹光谱成像的原理图,其中一个太赫兹波收发器的频率处于远离样品吸收峰的位置,而其他光源处于不同样品吸收峰的位置上.这样,通过分析不同频率载波的像的差异,可以将我们感兴趣的成分从其周围物体

中辨认出来.

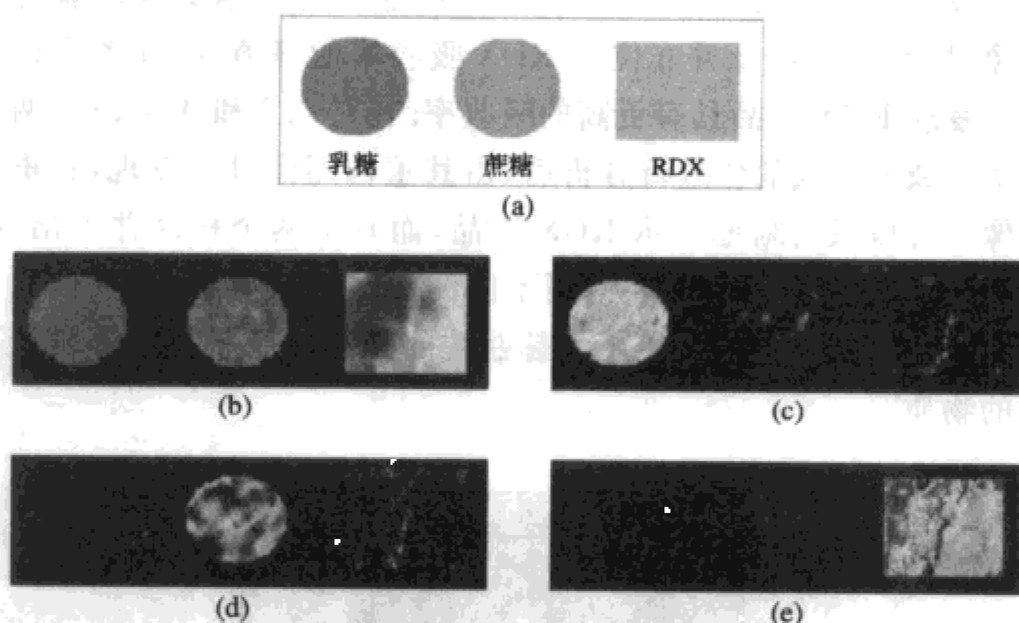


图 8-22 乳糖、蔗糖和 RDX 的样品(a)、相应的太赫兹波成像(以太赫兹脉冲的峰值电场强度作为成像物理量)(b)以及三者各自的光谱像(c)～(e)(感谢 TeraView 允许使用该图.)

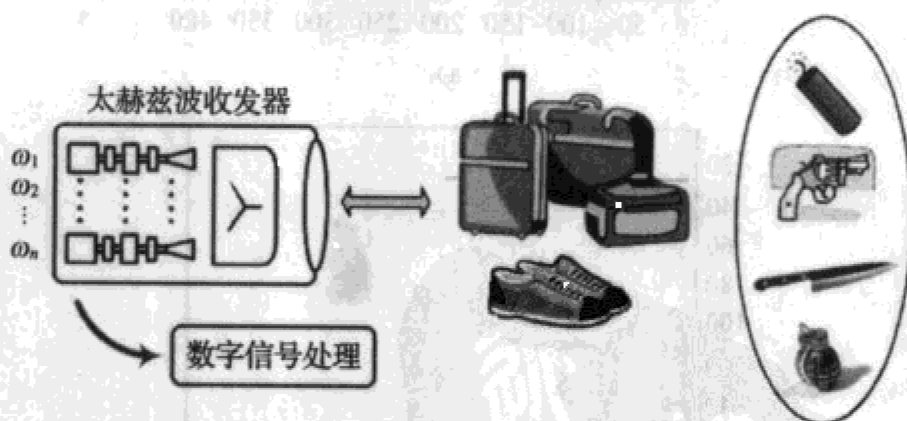


图 8-23 用不同频率的连续太赫兹波收发器实现太赫兹光谱成像的原理图

在最简单的情况下,可以采用两个频率的太赫兹辐射进行光谱成像测量,其中一个频率位于远离样品吸收峰的位置,另一个频

率则处于样品的吸收峰上. 图 8-24(a)显示了利用 0.2,0.6 THz的电磁波分别对聚乙烯、TNT 和 RDX 样品进行光谱成像所获得的图像. 虽然 0.6 THz 并非位于 RDX 吸收峰的峰值处,在图中仍然可以发现 RDX 样品具有更高的吸收率. 在对 0.2 和 0.6 THz 两个频率的载波所成的像进行分析后,由其重构图像可以发现,在重构图像中可以只清晰地显示 RDX 样品,而其余两个样品并不出现,如图8-24(b)所示. 同样,在使用不同的参数时,也可以将其他两种样品分辨出来. 这表明,使用太赫兹波的光谱成像手段能够辨认不同的物质.

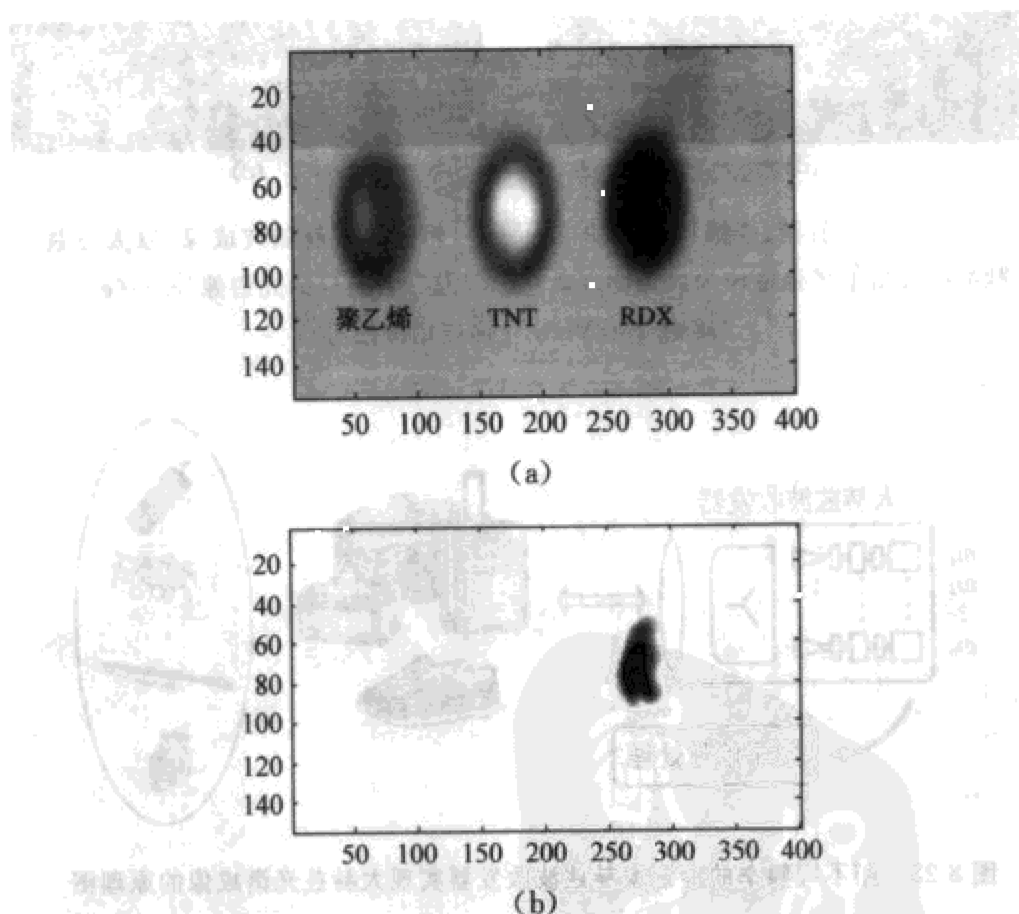


图 8-24　聚乙烯、TNT 和 RDX 样品的 0.6 THz 成像(a)以及利用光谱成像的方法从 0.2,0.6 THz 像中分辨并重构出来的 RDX 样品(b)

参考文献

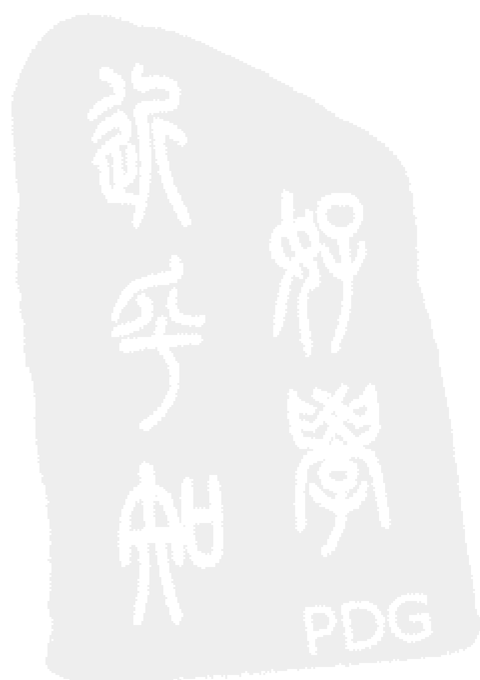
[1] Mirabella F M. Modern Techniques in Applied Molecular Spectroscopy. New York: Wiley, 1998.

[2] Milosevic M, Berets S L. A review of FT-IR diffuse reflection sampling considerations. Appl. Spectr. Rev., 2002, 37: 347.

[3] Chen Y, Liu H, Deng Y, et al. THz spectroscopic investigation of 2, 4-dinitrotoluene. Chem. Phys. Lett., 2004, 400: 357.

[4] Clery D. Brainstorming their way to an imaging revolution. Science, 2002, 297: 761.

[5] Shen Y C, Lo T, Taday P F, et al. Detection and identification of explosives using terahertz pulsed spectroscopic imaging. Appl. Phys. Lett., 2005, 86: 241116.



第九章　太赫兹技术应用于生物医学

§9.1　生物分子的太赫兹光谱

9.1.1　生物小分子的太赫兹光谱

在§8.1中我们讨论了利用太赫兹光谱对爆炸物实行化学检测的应用.事实上,太赫兹光谱技术也可以对其他有机分子(比如生物分子)进行光谱测量.由于太赫兹光子具有低能量的特点,不会对生物分子造成电离等破坏,因此太赫兹波是进行生物医疗检测的理想光源.在生物医学方面的应用是太赫兹技术的一个中远期目标.本章将对太赫兹技术在生物医学方面的应用作一个较简单的介绍.一般而言,生物小分子的太赫兹光谱特征结构较为明晰.由于水对太赫兹波的吸收,因此进行太赫兹光谱测量时,一般将生物分子溶解在非极性溶剂中或保持在固体状态.图9-1显示了一个谷氨酸分子的太赫兹时域透射光谱.实验中,将固体谷氨酸多晶粉末与聚乙烯粉末按重量比1∶5的比例混合并压制为0.5 mm厚的片状样品.在谷氨酸多晶粉末的太赫兹光谱中可见清晰的吸收峰.这些吸收峰是由于声子或分子集团的集体振动造成的.其他生物分子(比如其他氨基酸分子或构成遗传物质DNA的碱基分子)在太赫兹波段也存在特征吸收峰.图9-2给出了嘌呤的太赫兹时域透射光谱[1].实验样品采取嘌呤多晶粉末与聚乙烯粉末的混合(1∶10)并压制为1.3 mm厚的圆片.在光谱中可见嘌呤多晶在0.2～2.5 THz存在多个光谱结构.与炸药分子类似,生物分子在太赫兹波段的吸收主要是由于其分子自身的转动、振动或分子集团的整体振动造成的.由于生物分子中往往包含较多的原子,并且具

有高密度的集合振动模式;分子中的各个原子之间的作用导致生物分子振动具有较大的非简谐性,因此生物分子的太赫兹光谱往往被非均匀展宽并重叠在一起. 有时,需要使用低温冷却等方式来压窄吸收峰的展宽,才能在太赫兹光谱中观察到其吸收特征(比如图 9-2).

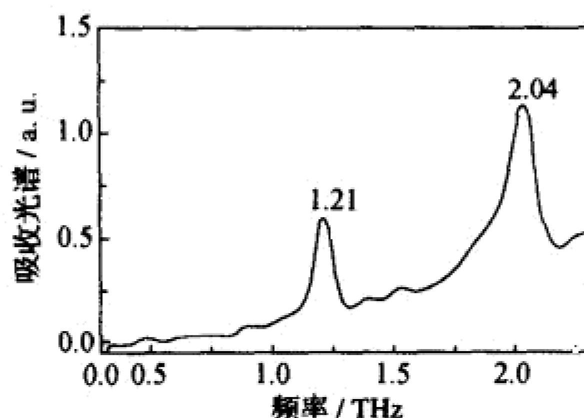


图 9-1　固态谷氨酸样品的太赫兹透射光谱

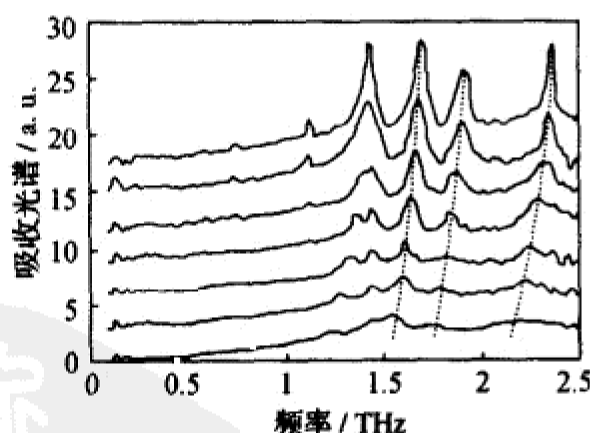


图 9-2　固态嘌呤样品的太赫兹透射光谱

图中曲线由上之下分别表示嘌呤样品处于 4, 54, 105,204,253 和 195 K 时测得的透射光谱. 虚线跟踪了吸收峰随温度变化而漂移的情况.(感谢 Tera-View 允许使用该图.)

不仅仅是单个的氨基酸分子,一些较小的多分子聚合物(比如较短的肽链)在太赫兹光谱中也存在特征的吸收峰. 图 9-3 显示了 1～4 号氨基乙酸组成肽链的太赫兹波透射光谱[2]. 这是由傅里叶

变换红外光谱仪测量的多晶态肽链样品的吸收光谱. 然而,对于更大的生物分子(比如蛋白质分子或 DNA 分子),在其太赫兹吸收光谱中由于受到展宽和重叠的影响,往往无法分辨出特征光谱结构. 这样,就很难通过太赫兹光谱进行分子识别. 但是,可以利用在分子变异过程中对太赫兹波吸收或相位变化的整体响应来检测生物分子的变异情况.

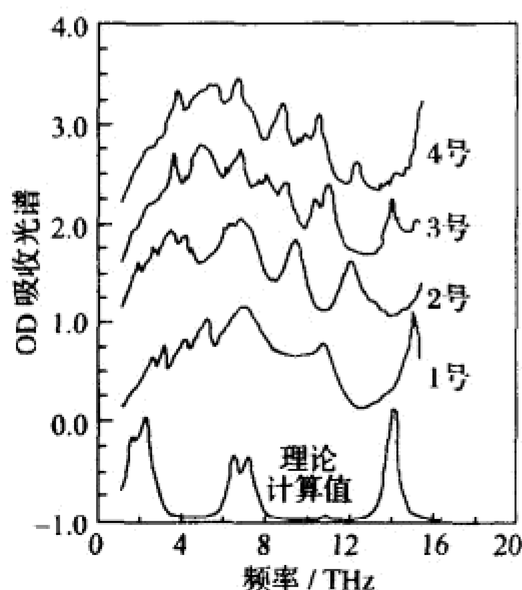


图 9-3 1~4 号氨基乙酸分子构成肽链的太赫兹吸收光谱

理论计算的结果是基于密度泛函理论对单个氨基乙酸分子解析得到的.

9.1.2 蛋白质和 DNA 分子的太赫兹光谱响应

以上提到对于蛋白质或 DNA 等生物大分子,在太赫兹光谱中很难表现出特征的光谱结构. 然而,它们在生命过程中是至关重要的,因此受到格外关注. 这些生物大分子与太赫兹波的相互作用主要表现在其引起太赫兹波的透过率和相位的变化. 不同的分子(比如单链或双链的 DNA 分子)或同一分子的不同变异形式(比如蛋白质的不同构形和构像)在太赫兹波段具有不同的吸收率和折射率. 这样,通过测量太赫兹光谱,可以分辨不同物质或观察分子的变异过程. 图 9-4 显示了 DNA、牛血清蛋白和胶原质样品在 0.1~

2 THz 的吸收光谱[3]. 该光谱也是对固态样品测量得到的. 由图中可见，在 2 THz 以下，这些生物大分子没有表现出特征吸收结构. 根据实验分析可以知道，这些物质的吸收是与太赫兹波经过的物质的多少成正比的. 因此，对每种物质，可以定义其基于物质的量（质量或分子数量）的吸收系数. 这一吸收系数是物质的特征参数，可以用来辨别不同的物质.

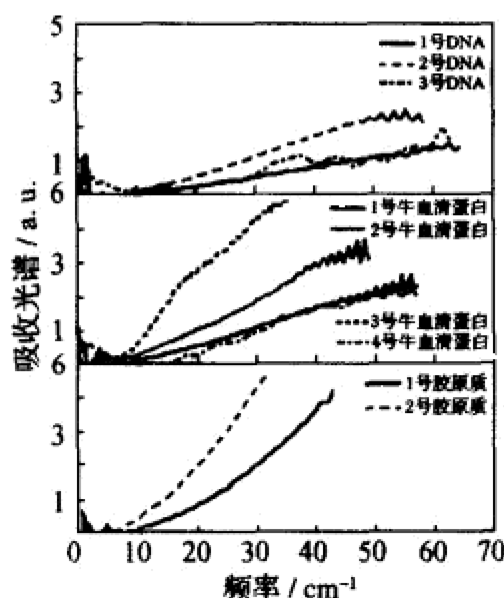


图 9-4　DNA，牛血清蛋白和胶原质样品的太赫兹吸收光谱
3 号 DNA 和 4 号牛血清蛋白采用纯物质，而其他样品则是添加聚乙烯粉末缓冲物质后制成的.

图 9-5 显示了一个用于探测痕量样品的太赫兹光谱测量系统[4]. 该装置是由一个太赫兹波导和滤波器构成的微型太赫兹光谱仪组成的，其中滤波器起到振荡器的作用，以增强太赫兹波和样品的相互作用. 这样，就允许使用极少量的样品进行光谱测量. 在测量 DNA 样品时，将 DNA 分子的水溶液滴在滤波器芯片上. 当水蒸发后，形成一层 40～80 nm 厚的 DNA 分子薄膜. 图 9-6 对比了两种不同 DNA 分子的太赫兹透射光谱，可见，不同 DNA 样品的光谱响应有显著的不同. 这表明，可以通过测量太赫兹透射光谱分辨不同的 DNA 分子.

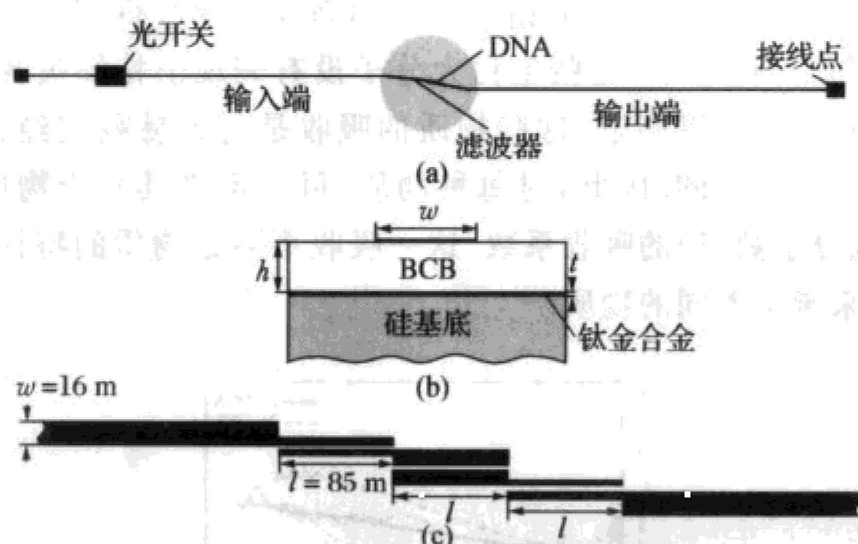


图 9-5 痕量太赫兹光谱仪的测量系统

(a) 太赫兹光谱仪的顶视图；(b) 薄膜微带传输线的截面图(其中 BCB(苯并环丁烯)树脂在传输带中充当低介电常数介质的作用)；(c) 带通滤波器的放大顶视图.(感谢 Nagel 博士允许使用该图.)

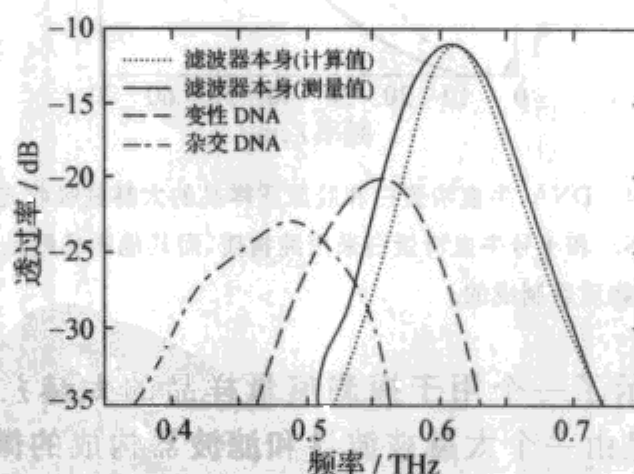


图 9-6 带通滤波器在其上分别覆盖变性的和杂交的 DNA 分子薄膜的情况下的透射光谱

与之相对，图中还给出了经过计算和测量的滤波器本身的透过率.(感谢 Nagel 博士允许使用该图.)

蛋白质是生命体中重要的功能成分，功能和活性在很大程度上依赖于其特定构型和构象. 蛋白质分子含有大量的原子，而且其

肽链团曲在一起形成三阶和四阶结构.这会导致特定的集合振动模式.如果蛋白质分子受到远红外光的激发,其振动结构将会发生改变.这种变化将导致太赫兹吸收光谱的相应改变.因此,利用太赫兹泵浦探测光谱,可以观测蛋白质分子集合振动模式改变的动态过程.图 9-7 中显示了一种膜蛋白(嗜菌调理素)位于 3.45 THz 的集合振动模式在受到激发后的弛豫过程[5].在测量中,使用波长 87 μm、脉宽为 1 ps 的自由电子激光对附着在聚乙烯薄膜上的蛋白质样品进行泵浦和探测.

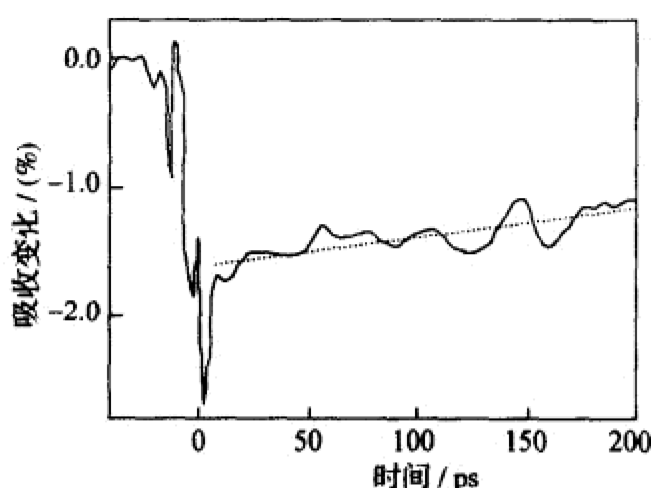


图 9-7 嗜菌调理素对 87 μm 波长的皮秒激光的泵浦探测响应
(感谢 Xie 博士允许使用该图.)

9.1.3 太赫兹差异光谱和生物分子识别

利用太赫兹光谱的不同响应,可以检测生物分子的不同和变异,但是由于不能提供光谱的特征结构,因此无法认知特定的物质.将以上技术与抗体-抗原技术相结合,即可以解决上面的问题.由于抗体和抗原的特异结合性质,因此可以通过待测样品是否与抗体相结合,确定需要检测的物质成分是否存在.图 9-8 给出了利用太赫兹差异光谱技术检测抗体、抗原结合与否的实验装置[6].与 3.1.4 小节中介绍的太赫兹差异光谱类似,将覆盖有抗体的片状样

品(该样品的面积大于两倍太赫兹波焦点的面积)置于太赫兹波的焦点位置,其中一半样品与待测样品充分接触过.如果待测样品中含有抗原物质,则抗原会与抗体相互结合并附着在抗体上.这样,片状样品的两侧所含的成分就会有所不同.当片状样品被摆动器摆动,使其两侧交替通过太赫兹波焦点时,太赫兹波的透过率或相位变化将会不同.利用锁相放大技术(将其参考频率设置为摆动器的摆动频率),可以直接观测太赫兹脉冲在通过片状样品两侧时的时间波形的变化.因此,当抗体与抗原相结合时,太赫兹时域差异光谱会记录到较大的信号.而如果待测物体中没有抗原物质存在,则片状样品两侧的成分没有不同,在太赫兹时域差异光谱中将没有信号被记录下来.

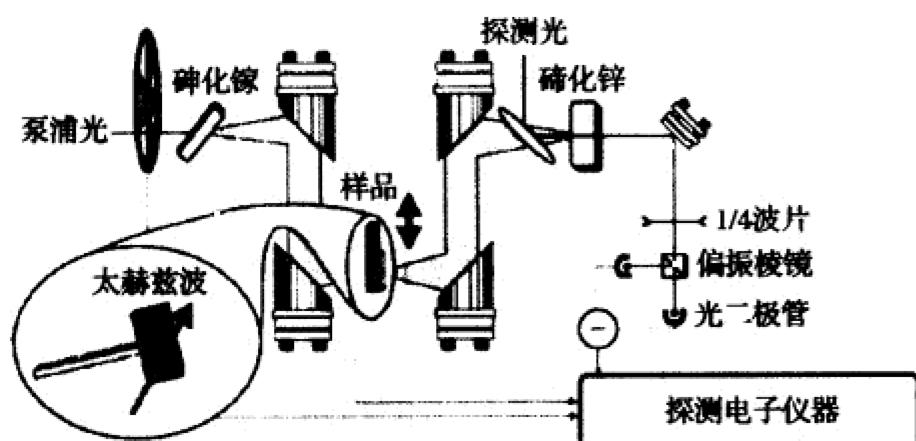


图 9-8 利用太赫兹时域差异光谱检验抗体、抗原是否结合的实验装置

图 9-9 中显示了抗体和抗原物质相结合的原理[6].在实验中,所使用的抗原和抗体物质分别是抗生素蛋白和维生素 H.首先将维生素 H 通过十八烷醇结合在石英衬底上面;再将结合有维生素 H 的石英片的一半与待测样品充分接触;然后冲洗掉没有与维生素 H 相结合的分子,并静置使所有溶剂挥发干净.图 9-10 中对比了有、无抗原物质时在太赫兹波差异光谱中所记录的太赫兹脉冲的时域波形[6].可见,在待测样品中含有抗生素蛋白时,可以观测到差异时间波形;而待测样品中不含抗原的控制信号中则没有差

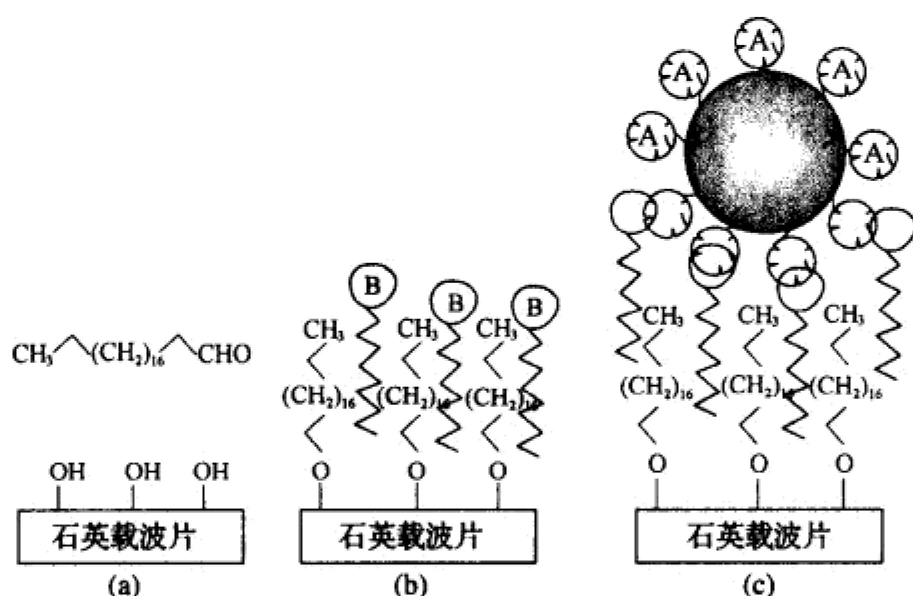


图 9-9 抗体基片的制备以及抗体抗原的结合

(a) 在石英基片上黏接十八烷醇;(b) 将维生素 H 单分子层嵌在基片上;

(c) 粘有琼脂糖颗粒的抗生素蛋白分子与维生素 H 相结合被固定在基片上.

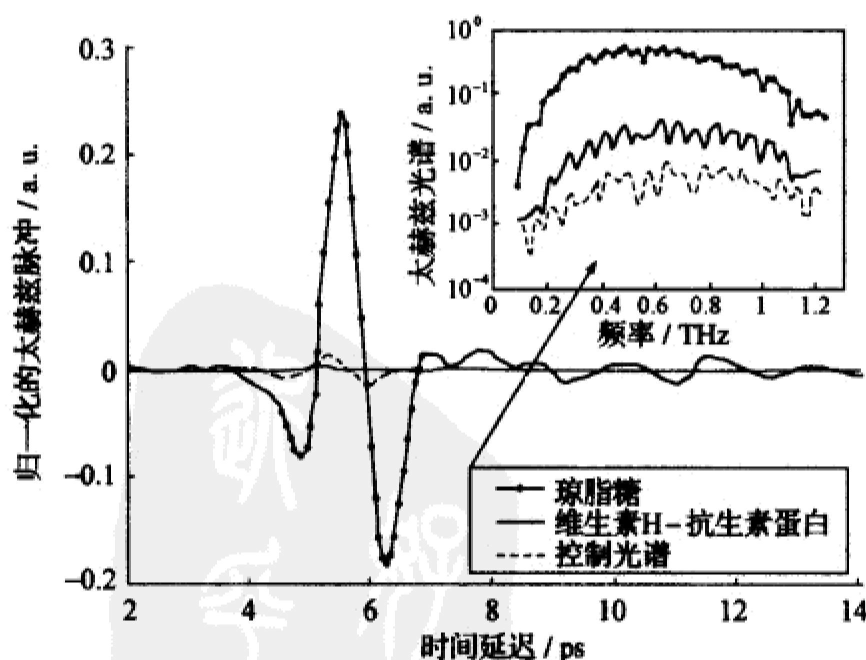


图 9-10 样品中含有抗生素蛋白时太赫兹差异光谱与控制光谱的比较

异波形存在. 为了提高太赫兹波差异光谱的响应,可以首先将抗生

素蛋白与琼脂糖颗粒混合，再令其与抗体相互结合. 这样，当抗原与抗体相结合时，在抗体分子上结合的不仅仅是一个抗原分子，而是一个宏观颗粒，对太赫兹波透过率的改变将更为明显(如图9-9).

§9.2 太赫兹波与药物的相互作用

9.2.1 分子的水合在太赫兹光谱中的表现

水是生命体以及相关物体中一个至关重要的成分. 太赫兹波的一个显著特点是其与水的强烈相互作用. 从坏的方面考虑，由于大多数生命物质的活性需要水的存在，这使得太赫兹技术在检测生物样品时受到水的吸收而缩小了测量的动态范围. 从好的方面考虑，由于太赫兹技术对水分子响应的高灵敏度，可以用来测量水分子在生物样品中的存在以及存在的形式.

水合是水分子在物质(包括生物物质和非生物物质)中存在的一种重要形式. 分子的水合常常引起其物质性质的极大变化. 由于水对太赫兹波的强烈吸收，利用太赫兹光谱可以检测有机物水合的情况. 将咖啡因与水混合后，部分水分子将与咖啡因分子通过氢键形成水合. 这部分水合的水分子由于与咖啡因分子结合较为稳定，在样品干燥后并不会马上失去. 图 9-11 给出了水合与非水合咖啡因分子的太赫兹透射光谱[7]. 水合造成了咖啡因分子与水分子以及咖啡因分子之间相互作用的变化，也造成了咖啡因晶体结构的变化，从而导致产生了新的吸收光谱特征结构. 咖啡因与水分子结合改变了咖啡因结晶的晶格结构，这在它的 X 射线衍射图样中被证实. 利用太赫兹光谱，可以检验物质的水合情况，这对化合物(尤其是药品)的质量检测是有帮助的. 水合的分子在受到加热处理后，其中部分结合的水分子将会与有机分子发生分离. 图 9-12 表示了单水合的右旋葡萄糖在 45℃环境中加热不同时间以后测得的太赫兹波吸收光谱的变化. 由于受热失去结合的水分子，葡萄糖的

太赫兹光谱发生了明显的改变，其中最为明显的变化包括

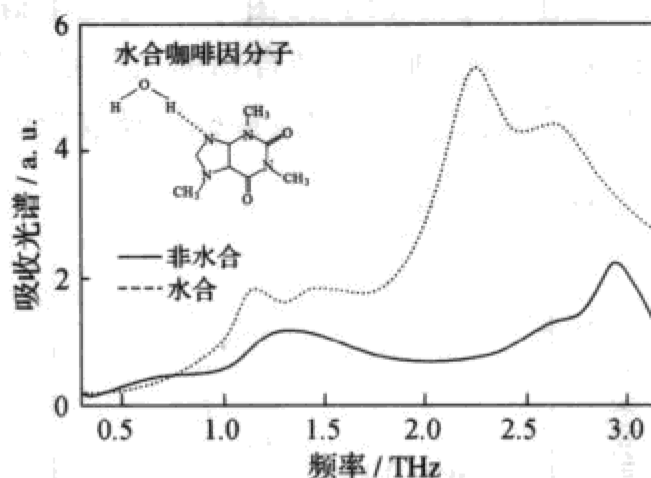


图 9-11　水合与非水合咖啡因的太赫兹波吸收光谱

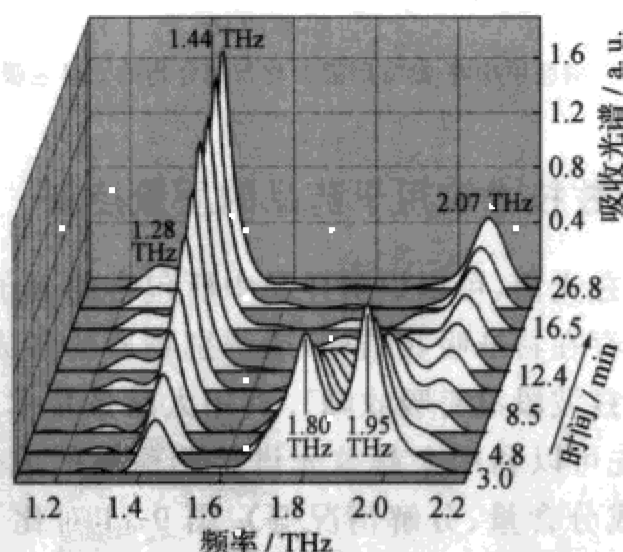


图 9-12　单水合的右旋葡萄糖在 45℃ 环境中加热不同时间后
的太赫兹吸收光谱

1.44 THz吸收峰的增加，1.80，1.95 THz 吸收峰的消失以及 2.07 THz吸收峰的出现．这样，就可以通过测量样品的太赫兹光谱来检测样品水合的比率．

水合只是分子与分子相互结合的一个常见的例子．根据不同分子的性质，在分子之间还存在其他形式的结合．比如，常用的杀

菌和抗感染药磺胺甲噁唑分子，就很容易与其他分子（比如咖啡因、茶碱等分子）通过氢键相互结合. 图 9-13 对比了磺胺甲噁唑-咖啡因混合物与磺胺甲噁唑-咖啡因结合物的太赫兹透射光谱. 由图中可以看到因为分子结合而引起的太赫兹波吸收光谱的变化.

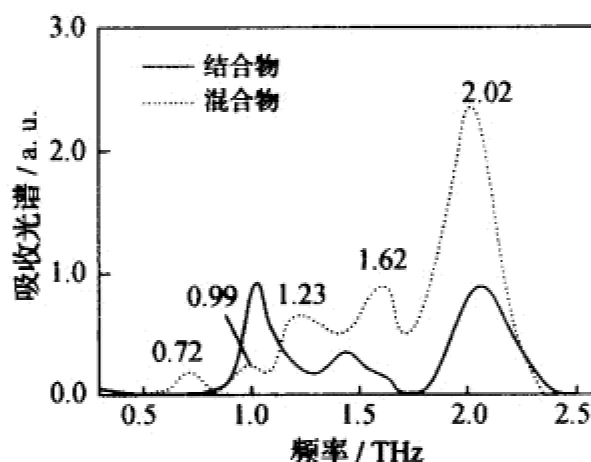


图 9-13 磺胺甲噁唑-咖啡因混合物与结合物的太赫兹吸收光谱

9.2.2 太赫兹技术应用于药品的质量控制

利用太赫兹光谱，可以识别样品中所包含的分子（如果该分子在太赫兹波段存在特征吸收结构）或辨别物质的各成分变化（如果该成分在太赫兹波段没有吸收峰）. 利用太赫兹技术对药品的质量进行控制，首先可以利用太赫兹光谱检测药品的成分是否符合设计要求（有效成分含量、分解情况等）. 图 9-14 对比了盐酸雷尼替丁①的两种同分异构体的太赫兹透射光谱[8]. 在实验中，测量的样品是将这两种同分异构体的多晶分别与 25% 的聚乙烯粉末混合后压片制成的. 从透射光谱中可以明显地看到，两种同分异构体的太赫兹吸收率显著不同. 因此，可以利用太赫兹时域光谱监测药品中这两种同分异构体的比率.

① 一种具有抑制胃酸分泌、保护胃黏膜的药品，用于缓解胃酸过多所致的胃痛、胃灼热（烧心）、反酸等.

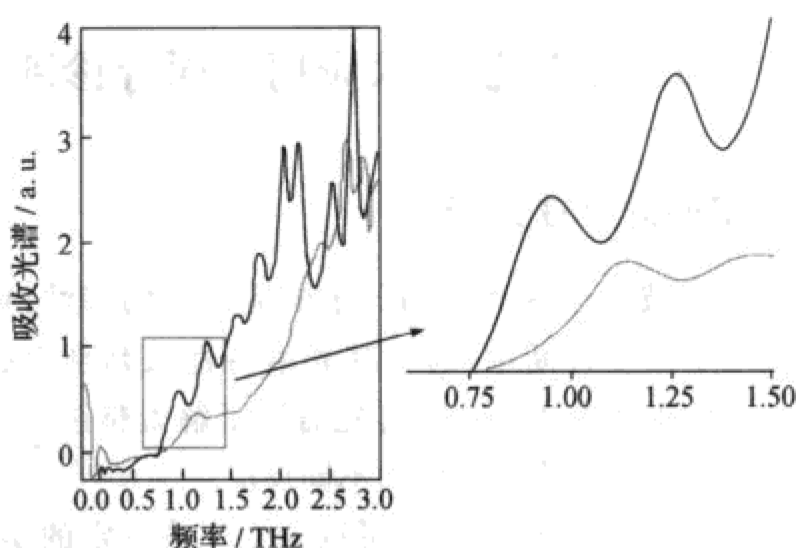


图 9-14　盐酸雷尼替丁的两种同分异构体的太赫兹波吸收光谱的比较（感谢 Tera View 允许使用该图.）

对于很多药品（尤其是片剂药品）而言，常常需要在药品外面包裹一层或数层壳体. 这样，既可以保护药品，又可以控制药品在消化的特定阶段被人体吸收，以达到最佳的医疗效果. 药品质量控制的一个很重要的要求是药品外壳均匀完整. 利用 3.2.3 小节介绍的太赫兹波飞行时间成像技术，可以分别通过从药片表皮各层和内核反射的太赫兹脉冲来描述药片的三维表面形貌. 图 9-15 显示了布洛芬药片的太赫兹表面形貌图[9]. 从图中可见，太赫兹像可以反映不同公司所生产的药片的不同壳层结构. 技术先进的公司生产的药片采取多层的复杂外壳；而一般公司则仅仅采用简单的单层结构.



图 9-15　两种布洛芬药片壳层结构的太赫兹波形貌图

(a)技术先进的公司生产的药片；(b)一般公司生产的药片.（感谢 Tera View 允许使用该图.）

§9.3 太赫兹技术应用于医疗诊断

9.3.1 细胞的太赫兹光谱

利用太赫兹波对于水和生物分子响应敏感的特性，可以将太赫兹技术应用于医疗诊断中，通过其光谱特性来判别患病和健康的组织以及帮助诊断疾病. 为此，首先需要了解太赫兹波对于正常细胞和组织以及变异细胞和组织的不同反应.

细胞是生物体中的基本单元，可以独立完成一定的功能. 在生物体中，细胞的尺寸一般在亚微米到 10 μm. 由于细胞的尺度远远大于生物分子，因此在太赫兹光谱中一般不会表现出特征光谱结构. 但是，不同细胞或同一细胞的不同状态对太赫兹波的响应会有所不同，可通过这些不同的响应来加以区分. 图 9-16 对比了牛肺微血管的内皮细胞经过处理前后的太赫兹光谱. 该细胞样品是生长在聚苯乙烯塑料片上的单细胞层，其中经过处理的样品是把单细胞层通过血管内皮生长因子(vascular endothelial growth factor, VEGF)方法进行处理，使细胞的形态发生变化. 由于样品是单层细胞，对太赫兹波的响应较小，因此实验中采取太赫兹差异光谱技术

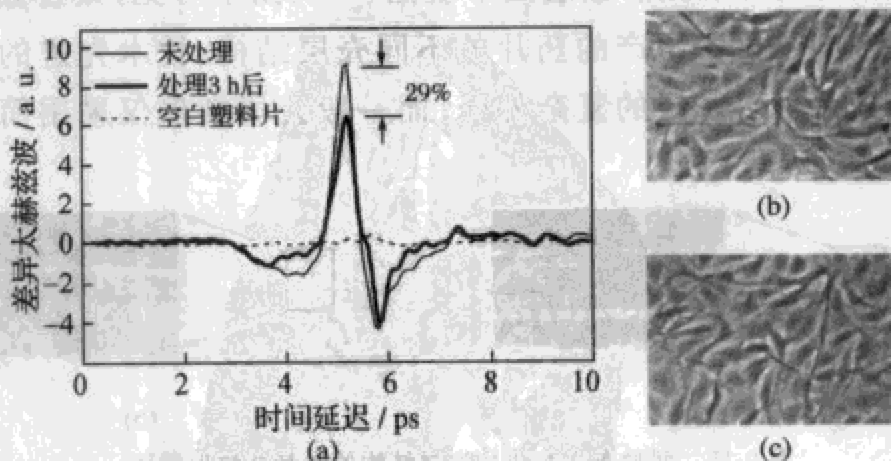


图 9-16　牛肺微血管的内皮细胞的单细胞膜样品的太赫兹波差异时域波形(a)以及未处理的(b)和处理过的(c)细胞样品的显微镜像

进行测量，对比太赫兹脉冲分别透过样品(附着在聚苯乙烯塑料片上)和空白聚苯乙烯塑料片时的差异.由图9-16可见，当细胞发生变异后对太赫兹波的响应会发生明显的变化.这样，就可以利用太赫兹光谱区分不同状态的细胞(比如正常细胞和发生病变的细胞).

组织是由众多数量的相似的细胞结合而成的，可以被看做是宏观的细胞群.人体中的病变一般都体现在组织上.这使得识别病变组织对于疾病的诊断是至关重要的.图9-17对比了正常皮肤组织、癌变皮肤组织在太赫兹波段的折射和吸收光谱[10].图中所显示的结果是选取10名患者的组织样品进行太赫兹光谱测量，然后进行统计获得的，准确率大于95%.从图中可以清晰地发现两种组织对太赫兹波响应的不同，利用这种差异可以分辨健康的和患病的组织.正常组织与癌变组织在太赫兹波段透射光谱的差异原因目前尚未能有经过验证的结论.一般的猜测是由于病变造成组织含水量的变化引起的.

9.3.2　太赫兹波成像应用于疾病诊断

由于健康的和发生病变的组织对太赫兹波具有不同的反应，因此可以利用太赫兹波成像技术来诊断疾病和确定病灶.在讨论太赫兹波成像在疾病诊断方面的应用之前，有两点是应该引起注意的，即太赫兹波的穿透性和不穿透性：前者指的是太赫兹波对衣物等的良好穿透性.使用太赫兹波成像可以观测衣物、包扎下面的伤口或病灶.而后者指的是水对太赫兹波的屏蔽作用.由于人体的多数组织(比如肌肉)中均含有大量的水，因此太赫兹波不能透过人体观测内部的结构.太赫兹波成像(或光谱)技术对疾病的诊断被局限在观测人体表面(比如皮肤)或组织切片上的病变情况以及使用太赫兹波内窥镜成像的方式观察人体内部.

在人体的某些含水量较少的组织中，太赫兹波有一定的透过

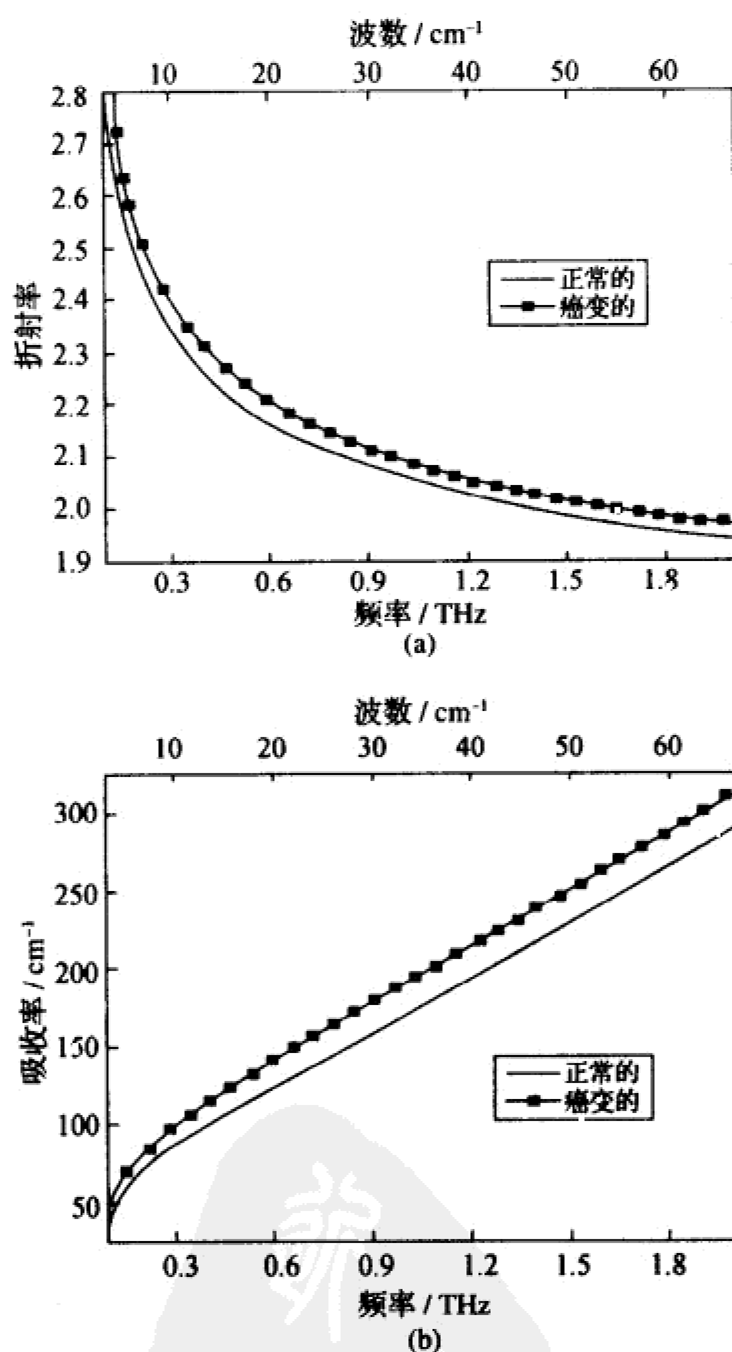


图 9-17 健康的和癌变的皮肤组织在太赫兹波段的折射率(a)和吸收率(b)
(感谢 TeraView 允许使用该图.)

率. 比如,乳腺组织中含有大量的脂肪,因此太赫兹波在其中的穿透深度较高. 图 9-18 显示了一个乳腺组织的太赫兹像. 太赫兹波可以透过乳腺组织看到其中隐藏的异物. 骨骼和牙齿是另外两种

对太赫兹波阻碍较小的组织. 图 9-19 给出了一颗牙齿的太赫兹像. 太赫兹波可以穿透牙齿显示里面的空腔结构[11]. 如果在牙齿上有蛀孔存在,也可以通过太赫兹波成像反映出来.

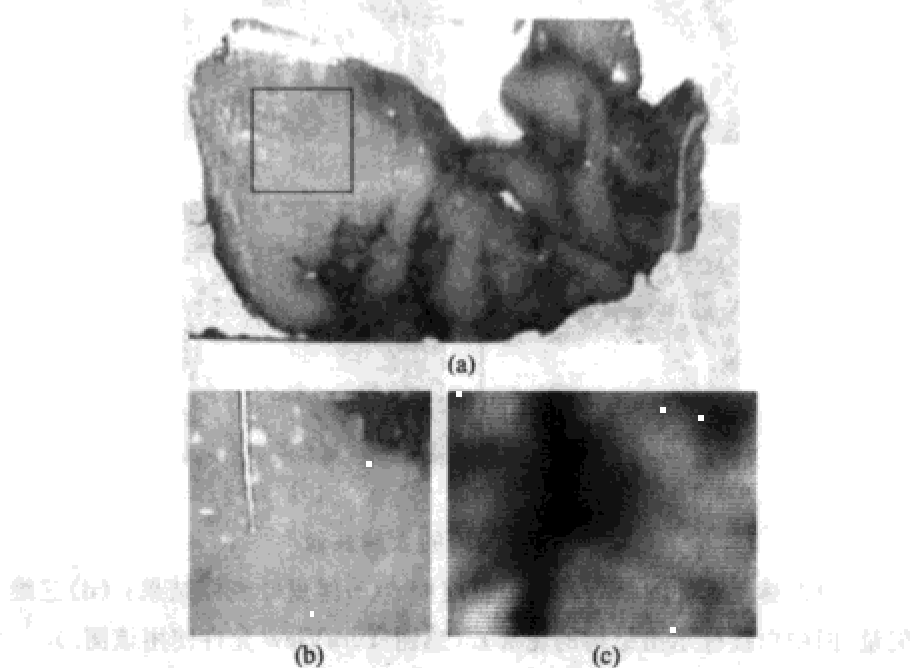


图 9-18 隐藏在乳腺组织中的纤维样品的太赫兹像

(a) 为乳腺组织切片;(b) 为(a)中方框部位的光学像;(c) 为同一部位的太赫兹像,其中线状物体为一金属线,其上部露出组织外,而下部隐藏于组织内部.

太赫兹波成像有助于疾病诊断的一个例子是对于皮肤癌区域的成像. 在皮肤癌的治疗中,往往首先根据医师的经验来判断病灶,并根据病理切片确定该组织是否是癌变组织. 由于部分病灶往往位于皮肤表皮以下,因此直接观测是看不到的. 通常采取的办法是逐层将癌变组织剔除,直至将所有癌变部位清除干净为止. 这种诊断方法费时费力,病人也很痛苦. 利用太赫兹波飞行时间成像的技术,可以观察由不同深度的组织所反射的太赫兹脉冲. 这样,就可以看到表皮以下被隐藏的病灶组织. 因此,可以在进行手术之前就辨别癌变区域的大小、分布和深度. 图 9-20 给出了一个皮肤癌病灶的太赫兹成像. 可见,它反映了埋藏在表皮下面的癌变区域的真

实情况[12].

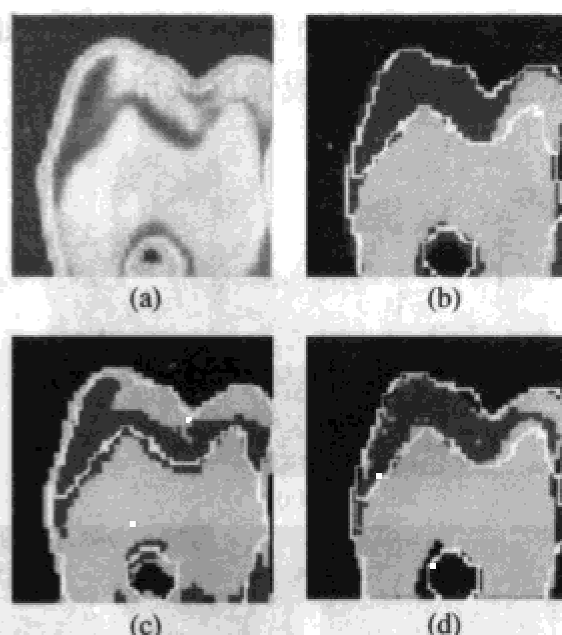


图 9-19 牙齿的太赫兹像

(a)太赫兹脉冲的强度;(b)峰值时间;(c)傅里叶变换结果;(d)三维矢量(图中白线标示出结构的轮廓).(感谢 TeraView 允许使用该图.)

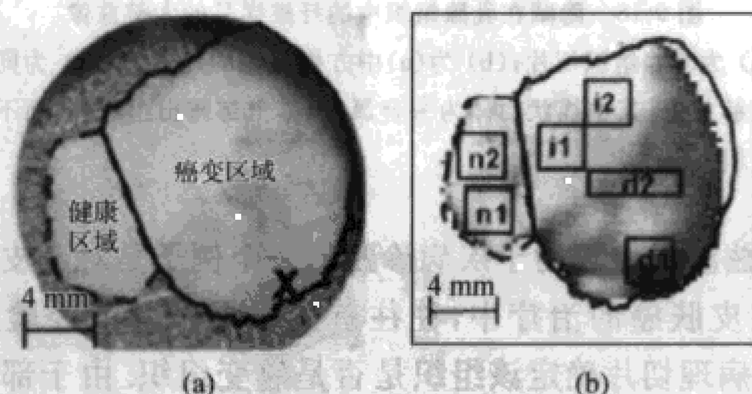


图 9-20 皮肤癌变区域与健康区域的光学像片(a)和太赫兹像(b)
(感谢 TeraView 允许使用该图.)

参考文献

[1] Shen Y C, Upadhya P C, Linfield H, et al. Temperature-dependent low-frequency vibrational spectra of purine and adenine. Appl. Phys.

Lett., 2003, 82: 2350.

[2] Kutteruf M R, Brown C M, Iwaki L K, et al. Terahertz spectroscopy of short-chain polypeptides. Chem. Phys. Lett., 2003, 375: 337.

[3] Markelz A G, Roitberg A, Heilweil E J. Pulsed terahertz spectroscopy of DNA, bovine serum albumin and collagen between 0.1 and 2.0 THz. Chem. Phys. Lett., 2000, 320: 42.

[4] Nagel M, Bolivar P H, Brucherseifer M, et al. Integrated THz technology for label-free genetic diagnostics. Appl. Phys. Lett., 2002, 80: 154.

[5] Xie A, van der Meer A F G, Austin R H. Excited-state lifetimes of far-infrared collective modes in proteins. Phys. Rev. Lett., 2002, 88: 018102.

[6] Menikh A, Michan S P, Liu H, et al. Label-free amplified bioaffinity detection using terahertz wave technology. Biosen. Bioelect., 2004, 20: 658.

[7] Liu H, Chen Y, Zhang X C. Characterization of anhydrous and hydrated pharmaceutical materials with THz time-domain spectroscopy. J. Pharm. Sci., 2007, 96: 927.

[8] Taday P F, Bradley I V, Arnone D D, et al. Using terahertz pulse spectroscopy to study the crystalline structure of a drug: a case study of the polymorphs of ranitidine hydrochloride. J. Pharm. Sci., 2003, 92: 831.

[9] Fitzgerald A J, Cole B E, Taday P F. Nondestructive analysis of tablet coating thicknesses using terahertz pulsed imaging. J. Pharm. Sci., 2006, 94: 177.

[10] Pickwell E, Fitzgerald A J, Cole B E, et al. Simulating the response of terahertz radiation to basal cell carcinoma using ex vivo spectroscopy measurements. J. Biomed. Opt., 2005, 10: 064021.

[11] Handley J, Fitzgerald A, Berry E, et al. Approaches to segmentation in medical terahertz pulsed imaging. // Houston A, Zwiggelaar R. ed. Proc. MIUA 2002, 2002: 157.

[12] Woodward R M, Cole B E, Wallace V P, et al. Terahertz pulse imaging in reflection geometry of human skin cancer and skin tissue. Phys. Med. Biol., 2002, 47: 3853.



名 词 索 引

B

半导体激光器 60
本地振荡器 64
Radon 变换与逆向 Radon 变换
 126
表面
 ～等离子体振荡 120
 ～电场 31
波导传播 114

C

差频检测 64
差异光谱 78
成像分辨率 83
重现 128
穿透深度 181
传播模式 115

D

单脉冲测量 74
德鲁德模型 98
等离子体振荡频率 99
电光检测 41
动态光学孔径 152

E

二维
 ～近场显微镜 162
 ～太赫兹波成像 82

F

发射
 ～光谱 109
 ～耦合效率 32
 ～显微技术 169
 ～源限制的近场显微镜 160
反波管 57
反射光谱 210
方位角 40
菲涅耳
 ～透镜 140
 ～原理 107
飞行时间成像 85
辐射热计 63

G

干涉成像 86
戈莱盒 64
耿氏二极管 58
共振 105
光电导天线 27
光开关模式 27
光谱成像 226
光栅型偏振元件 119
光生自由载流子 28
光学延迟器 91

光整流 37
光致丹倍效应 34
光子晶体 117

H

耗尽层 31
耗散区域 171
合成孔径成像 86
混频器 64

J

计算机辅助层析 125
焦深 84
截止波长 115
介电常数 98
近场成像 148
景深 83
局域的肖特基势垒 171

K

库仑屏蔽 104
宽带太赫兹辐射 45

L

量子级联激光器 61
零差探测 55

M

密度泛函 212

O

耦合阻抗 119

P

判定概率 197
频谱分辨率 69，74
平衡测量 43

Q

气体太赫兹激光器 59

R

热释电探测器 63

S

三维成像 85，125
散射光谱 210
Roster 扫描 80
声子 107
剩余射线带 108
时间
～微分 113
～位移 45
时域光谱 69
收集效率 217
双锁相放大器 78

T

太赫兹
～波成像 80
～波的穿透性 177
～波的透视 215
～波的自由空间传播 112
～波段 1
～波发射饱和 29
～波收发器 88
～辐射 1
～空隙 1，2
同步辐射 61

W

无光学孔径的近场成像 163

无损探伤 177

X

相位匹配 38
消光检测 43

Y

衍射层析 134
隐失波 150
有效电偶极率 164
圆渐开线型延迟器 91
远场波 150

Z

站开检测 215，223
折射率 102
针孔限制的太赫兹波显微镜 155
啁啾展宽 75
自由电子激光器 61

